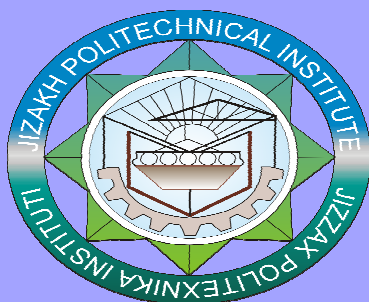


O'zbekiston Respublikasi
Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligi



JIZZAX
POLITEKNIKA
INSTITUTI

FIZIKA KURSI

ELEKTROMAGNETIZM, OPTIKA, ATOM VA YADRO FIZIKASI
BO'LIMLARIDAN

MA'RUZALAR MATNI

II -qism

Jizzax
2019

Fizika kursining “Elektromagnetizm, optika, atom va yadro fizikasi” bo‘limidan tuzilgan ushbu 18 ta ma’ruzalar matnidan iborat o‘quv qo‘llanmada Magnit maydoni va uning xarakteristikalarini. Vakuumdagi magnit maydoni. Magnit maydon induksiya vektori. Vakuumdagi magnitostatikaning asosiy tenglamasi. Magnit maydoni. Superpozitsiya printsipli. Bio-Savar-Laplas qonuni. To‘g‘ri va aylanma tokning magnit maydonini hisoblash. Vakuumdagi magnit maydon induksiya vektorining tsirkulyatsiyasi. Fotometrik kattaliklar va ularni o‘lchash.

Interferentsiya. Monoxromatik to‘lqinlari interferentsiyasi. Kvazimonoxromatik to‘lqinlar va ularni interferentsiyasi. Fazo va vaqg bo‘yicha kogerentlik. Yorug‘lik interferentsiyasini kuzatish usullari. Interferometrlar. Kvant fizikasi elementlari. Atom tuzilishi. Tomson mo-deli. Rezerford tajribasi. Atom yadro modeli. Vodorod atomining nurlanish spektri. Balmerning umumlashgan formulasi. Ridberg doimiysi. N. Bor postulatlarini. Vodorod atomining Bor nazariyasi. Frank - Gerts tajribasi haqida yoritilgan.

Ushbu ma’ruzalar matni O‘zbekiston Respublikasi Oliy va o‘rta maxsus ta’lim vazirligining o‘quv uslubiy boshqarmasi tomonidan tasdiqlangan “Professional oliy ta’lim Davlat Standarti” ga binoan oliy texnika ta’lim yo‘nalishlari bo‘yicha bakalavrlar uchun ishlab chiqilgan fizikadan 2 semestrlik o‘quv dasturining 2-semestriga moslab tuzilgan.

Tuzuvchilar:

dots.Mustafaqulov A.A.
dots.v.b. Eshbekova S.O.
kat.o‘qit.Jo‘rayeva N.M.
ass. Ibragimov J.K

Taqrizchilar:

dots.Doniyorov Sh.
dots. Rabbimov E

Mas’ul muharrir:

ass. Ibragimov J.K

**O‘zbekiston Respublikasi Oliy va o‘rta maxsus ta’lim Vazirligi
Jizzax politexnika instituti**

Radioelektronika kafedrası

FIZIKA KURSI

**« ELEKTROMAGNETIZM, OPTIKA, ATOM VA YADRO FIZIKASI »
BO‘LIMLARIDAN**

MA‘RUZALAR MATNI

2

Uslubiy qo‘llanma (II- qism) “Radioelektronika” kafedrasining 2019 yil
“30” o‘rsi dagi “6” son yig‘ilishida muhokamadan o‘tgan va
fakultet kengashida muhokama qilish uchun tavsiya etilgan.

Kafedra mudiri:

dots. S.A. Sattarov

Uslubiy qo‘llanma (II- qism) “Elektromexanika va Radioelektronika”
fakul’tet kengashida muhokama etilgan va foydalanishga tavsiya qilingan (2019-
yil “19” o‘rsi dagi “7” sonli bayonnoma).

Fakul’tet kengashi raisi:

p.f.d. O To‘raqulov

Uslubiy qo‘llanma Jizzax Politexnika instituti ilmiy – uslubiy kengashining
2019 yil 28.03 № 7 majlis bayonnomasi bilan tasdiqlangan.

Jizzax politexnika instituti ilmiy-uslubiy kengash kotibasi:

katta o‘qituvchi: M.Matchanova

Jizzax – 2019

SO‘Z BOSHI

XXI asrda ilmiy-texnikaviy inqilobning yanada shiddatli ravishda o‘sishi oliy texnika o‘quv yurtlarida fizika kursining mazmunini tubdan qayta ko‘rib chiqishni taqozo etmoqda. Zamonaviy muhandisdan faqat klassik fizikadagina emas, balki hozirgi zamon fizikasi (kvant mexanikasi va elektronikasi, qattiq jisimlar fizikasi va boshqalar) dan ham chuqur bilimlar talab qilinmoqda. Biroq davrimizning asosiy xususiyati — axborotlar texnologiyasi va ko‘lamining tez kengayib borishi, vaqt tanqisligi esa katta hajmdagi o‘quv adabiyotlariga ehtiyojni kamaytirib, asosiy mahlumotlarni mujassamlashtirgan ixcham va uslubiy jihatdan yuqori did bilan tuzilgan qo‘llanmalarga zaruriyat tug‘dirmoqda.

Shu munosabat bilan Jizzax politexnika instituti «Radioelektronika» kafedrasining professor-o‘qituvchilari uzoq yillar mobaynida institutning turli yo‘nalishlari bo‘yicha tahsil olayotgan talabalarga o‘qigan ma‘ruzalari asosida ushbu 2 jilddan iborat «Fizika kursidan ma‘ruzalar matni» ni yaratishdi. U texnika oliy o‘quv yurtlarining fizika fani 2 semestr o‘qitiladigan bakalavriat yo‘nalishlarining talabalariga mo‘ljallangan bo‘lib, O‘zbekiston Respublikasi Oliy va O‘rta maxsus tahlil Vazirligining o‘quv-uslubiy boshqarmasi tomonidan tasdiqlangan fizikadan yangi namunaviy o‘quv dasturiga mos keladi. Har bir kitob 1 o‘quv semestriga mo‘ljallangan 18 ta ma‘ruzalar matnini o‘z ichiga oladi:

1-kitob: «Mexanika, molekulyar fizika elektr».

2-kitob: «Elektromagnetizm, optika, atom va yadro fizikasi».

Qo‘llanmani tayyorlashda mualliflar o‘zlarining ko‘p yillik tajribalariga tayanib, fizik tushunchalar va kattaliklar, hodisalar va qonunlarning fizik mohiyatlarini sodda va ravon tilda qiziqarli tarzda bayon qilishga harakat qildilar. Matematik saviya bo‘yicha «Ma‘ruzalar matni» oliy texnika o‘quv yurtlari birinchi bosqich talabalarining matematik tayyorgarligiga mos keladi. Ayrim joylarda zaruriyat tug‘ilganda muhim matematik ifodalar keltirib chiqarilgan yoki izoh berilgan. Har bir ma‘ruza tegishli «Reja», «Tayanch so‘zlar va iboralar», «Mustahkamlash uchun savollar» bilan ta‘minlangan.

Mualliflar ushbu «Ma‘ruzalar matni» ning mazmunini yaxshilashga qaratilgan barcha fikr-mulohazalarni chuqur minnatdorchilik bilan qabul qiladilar.

Mas‘ul muharrir.

1-MA'RUZA

MAVZU: Elektromagnetizm. Magnit maydoni va uning karakteristikasi.

Reja:

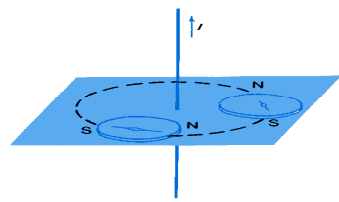
1. Magnit maydoni va uning karakteristikasi.
2. Magnit maydon induksiyasi.
3. Magnit maydon kuchlanganligi.
4. Magnit maydonni grafik ravishda tasvirlash.
5. Bio-Savar-Laplas qonuni.

Tayanch iboralar.

- | | |
|------------------------|-----------------------------|
| 1. Magnit maydon. | 4. Magnit singdiruvchanlik. |
| 2. Magnit momenti. | 5. Solenoid. |
| 3. Magnit induksiyasi. | 6. Bio-Savar-Laplas qonuni. |

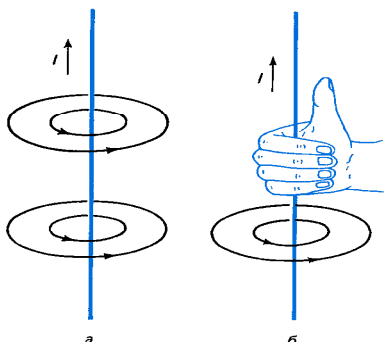
Oddiy magnit hodisalar eramizdan ilgari ham mavjud bo'lgan. Lekin elektr toki va magnit hodisalar orasidagi bog'lanish borligi dastlab XVIII asrda fransuz fizigi Arago tomonidan o'rganilib, u elektr tokini magnit ta'siri mavjudligini aytgan.

Elektr tokining magnit ta'siri 1820 yilda daniyalik fizik Ersted tomonidan tajribada aniqlandi. Ersted tajribasi elektr toki o'tib turgan o'tkazgich atrofida magnit maydoni hosil bo'ladi degan xulosaga olib keldi.



1-rasm. Magnit strelkasi tokli o'tkazgich yaqinida og'adi, bu magnit maydoni mavjudligini ko'rsatadi va magnit kuch chiziqlari yo'nalishini aniqlash mumkin bo'ladi.

Ersted tajribasida tokli o'tkazgich atrofiga joylashtirilgan magnit strelkasidan foydalanildi. Ersted tajribasi fizika fanining magnetizm sohasidagi muhim kashfiyotlarning ochilishiga turtki bo'ldi. Natijada Amper, Faradey, Bio-Savar-Laplas kabi olimlar elektromagnetizm hodisalarini o'rganib, muhim kashfiyotlar qildilar. Fransuz fizigi Amper 1820 yilda parallel joylashtirilgan tokli o'tkazgichlarni o'zaro ta'sirini o'rgandi. Tokli o'tkazgichlarning o'zaro ta'siriga sabab – toklar atrofida fazoda magnit maydonining paydo bo'lishidir.



2-rasm. a-tokli o'tkazgich atrofidagi magnit maydoni kuch chiziqlari; b –kuch chiziqlari yo'nalishini aniqlashda o'ng qo'l qoidasi: agar o'ng qo'l bilan tokli o'tkazgich ushlansa, bosh barmoq o'tkazgichdagi tok yo'nalishini ko'rsatsa, qolgan to'rtta barmoqlar magnit maydon kuch chiziqlari yo'nalishini ko'rsatadi.

Magnit maydonini o'rganishda "sinov zaryad" vazifasini maydonning tekshirilayotgan nuqtasiga kiritilgan tokli berk kontur bajaradi.

Konturning miqdoriy harakteristikasi sifatida konturdan o'tuvchi tok kuchi I ni konturning yuzi S ga bo'lgan ko'paytmasidan foydalaniladi. Bu ko'paytma konturning magnit momenti deb atalib, P_m bilan belgilanadi.

$$P_m = I \cdot S \quad (1)$$

ko'rinishda yoziladi.

Konturning magnit momenti P_m - vektor kattalik bo'lib, uning yo'nalishi kontur sirtiga o'tkazilgan musbat normal $\vec{n}$ ning yo'nalishiga mos tushadi.

$$\vec{P}_m = I \cdot S \cdot \vec{n} \quad (2)$$

Magnit maydoni tokli «sinov konturi»ga ma'lum yo'nalishda joylashadigan tarzda ta'sir etib aylantiruvchi kuch momenti $M_{\max}$ - hosil qiladi. Har bir «sinov konuri»ga ta'sir qiluvchi aylantiruvchi kuch momenti ($M_{\max}$) ning kontur magnit moment (P_m)ga nisbatan magnit maydonning tekshirilayotgan nuqtasi uchun o'zgarmas kattalikdir.

$$\frac{M_{\max}}{P_m} = \text{const} \quad (3)$$

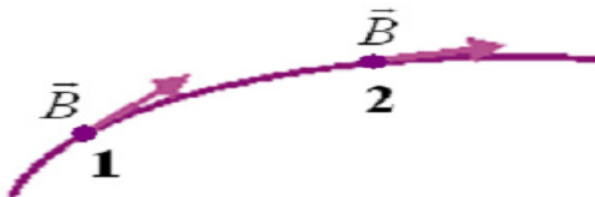
Bu kattalik magnit maydonning miqdoriy harakteristikasi bo'lib, uni magnit maydonning induksiya vektori deb atalib, u B -harfi bilan belgilanadi.

$$B = \frac{M_{\max}}{P_m} \quad (4)$$

$$M_{\max} = P_m \cdot B \quad (5)$$

Magnit maydonning biror nuqtasidagi induksiya vektori, maydonning shu nuqtasiga kiritilgan «sinov konturi»ga ta'sir qiluvchi maksimal aylantiruvchi kuch momentiga miqdor jihatdan teng bo'lgan fizik kattalikdir. SI-sistemasida magnit induksiyasining o'lchov birligi qilib, 1 Tesla (1Tl) qabul qilingan.

$$[B] = \left[\frac{M_{\max}}{P_m} \right] = \left[\frac{H \cdot M}{A \cdot M^2} \right] = \left[1 \cdot \frac{H}{M \cdot A} \right] = [1 \text{ Тесла } (1\text{Tл})]$$



3 – rasm. Magnit induksiya vektori

Magnit maydonini o'rganishda magnit maydonining kuchlanganligi tushunchasidan ham foydalaniladi. Magnit maydon kuchlanganligi H -harfi bilan belgilanib, u

$$\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu_0 \mu}$$

ko'rinishda yoziladi.

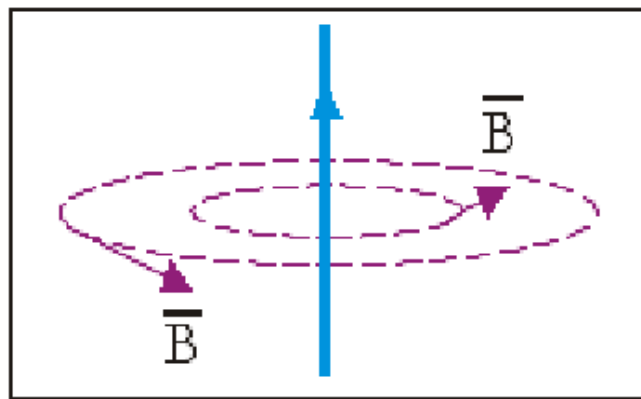
Bunda μ – muhitning magnit singdiruvchanligi.

μ_0 – magnit doimiysi bo'lib, uning sistemadagi qiymati

$$\mu_o = 12,56 \cdot 10^{-7} \frac{\Gamma_H}{\mathcal{M}} \approx 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\Gamma_H}{\mathcal{M}}$$

ga teng.

Magnit maydonini grafik usulda tasvirlash uchun magnit induksiya chiziqlaridan foydalaniladi. Magnit induksiya chiziqlari deb, shunday chiziqlarga aytiladiki, uning har bir nuqtasida magnit induksiya vektori urinma ravishda yo‘nalgandir. Magnit maydonining grafik tasviridagi magnit induksiya chiziqlarining zichligiga qarab, maydonning induksiyasi haqida fikr yuritiladi. Magnit induksiya chiziqlari berk konsentrik chiziqlardan iborat bo‘lib, uning boshlanishi va tugallanishi mavjud emas.



4 – rasm. Magnit induksiya chiziqlari

Magnit maydon induksiya chiziqlarining yo‘nalishini ingliz olimi Maksvell tavsiya etgan parma qoidasi yordamida aniqlash mumkin.

Parmaning ilgarilanma harakati o‘tkazgichdagi tokning yo‘nalishi bilan mos tushsa, parma dastasining aylanishi tokli o‘tkazgich atrofidagi magnit maydon induksiya chiziqlarining yo‘nalishini ko‘rsatadi.

Bir necha o‘ram izolyasiyalangan simdan iborat g‘altak – solenoid deb ataladi. Solenoidning ichki qismida magnit induksiya chiziqlari solenoid o‘qiga parallel bo‘lgan to‘g‘ri chiziqlar sistemasini tashkil etadi.

Bu to‘g‘ri chiziqlar solenoid uchlariga yaqinlashgan sari egri chiziqlarga aylanib, solenoidning tashqarisida tutashadi. Solenoidning ichki qismidagi maydon bir jinsli maydondir.

Magnit maydonning asosiy xossalardan biri induksiya chiziqlarining yopiq bo‘lishi magnit maydonning uyurmali maydondan iboratligini va uning “magnit zaryadi” mavjud emasligini ifodalaydi.

1820 yilda fransuz olimlari J.Bio va F.Savarlar o‘zgarmas to‘g‘ri tok atrofidagi magnit maydonlarni tekshirish natijasida tokli o‘tkazgichdan r-masofa uzoqlikdagi nuqtaning magnit induksiyasi o‘tkazgichdagi tok kuchi I-ga to‘g‘ri proporsional, r-masofaga esa teskari proporsional ekanligini aniqladilar.

$$B \sim \frac{I}{R}$$

Bio va Savar bu tajriba natijalari asosida tokli o'tkazgich magnit maydonini hisoblashga imkon beradigan formulani chiqara olishmadi. Keyinchalik Bio va Savarning natijalariga asoslangan holda fransuz fizigi P.Laplas ixtiyoriy shakldagi tokli o'tkazgich atrofidagi magnit maydonining induksiyasi B ni aniqlash imkonini beradigan formulani keltirib chiqardi. Bunda Laplas maydonning superpozitsiyasi (qo'shish) prinsipidan foydalandi.

$$\vec{B} = \vec{B}_1 + \vec{B}_2 + \dots + \vec{B}_n = \sum_{i=1}^n \vec{B}_i \quad (6)$$

Har bir elementar tok vujudga keltiradigan maydonning induksiyasi:

$$d\vec{B} = k \cdot \frac{I [d\vec{\ell} \cdot \vec{r}]}{r^3} \quad (7)$$

ifoda orqali aniqlanadi.

Bunda: k -muhitga bog'liq bo'lgan proporsionallik koeffitsienti. I -tok kuchi, $d\ell$ -elementar o'tkazgich uzunligi. r -elementar tokdan magnit induksiyasi aniqlanadigan nuqtagacha bo'lgan masofa.

SI-sistemasida $K = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi}$ ga teng bo'lganligidan (9) ifoda

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{I [d\vec{\ell} \cdot \vec{r}]}{r^3} \quad (8)$$

ko'rinishda yoziladi.

Magnit maydon kuchlanganligi

$$dH = d\vec{B} \cdot \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{I [d\vec{\ell} \cdot \vec{r}]}{r^3} \quad (9)$$

ko'rinishda yoziladi.

(8) va (9) ifodalar Bio-Savar-Laplas qonunining ifodasi bo'lib, uni ta'riflash uchun skolyar ko'rinishda quyidagicha yoziladi:

$$dB = \frac{\mu_0 \mu}{4\pi} \cdot \frac{Id\ell}{r^2} \sin \alpha \quad (10)$$

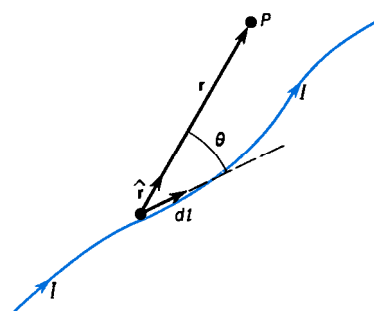
Magnit maydonini xarakterlovchi asosiy kattalik – magnit induksiyasidan tashqari, ikkinchi kattalik – magnit maydon kuchlanganligi tushunchasi kiritiladi. Ular bir-biri bilan quyidagicha bog'langandir:

$$dH = \frac{B}{4\pi} \cdot \frac{Id\ell}{r^2} \sin \alpha \quad (11)$$

XB tizimida magnit maydon kuchlanganligining o'lchov birligi

$$1 \frac{H}{Am} : \frac{H}{A^2} = 1 \frac{A}{m}$$

Bio-Savar-Laplas qonuni shularga asosan quyidagicha ta'riflanadi: Elementar toklar hosil qilgan magnit maydonining biror nuqtasidagi



5-rasm. Bio-Savar qonunini: Idl elementar tok hosil qilgan R nuqtada hosil qilgan magnit maydon induksiyasi

kuchlanganligi yoki induksiyasi elementar tokka, o'tkazgich bilan radius-vektor orasida burchakning sinusiga to'g'ri va o'tkazgichdan maydon nuqtasigacha bo'lgan masofaning kvadratiga teskari proporsionaldir.

NAZORAT SAVOLLARI.

1. Magnit maydoni nima?
2. Magnit induksiyasini tushuntiring?
3. Magnit maydon kuchlanganligini izohlang?
4. Magnit kuch chiziqlarini tushuntiring?
5. Bio-Savar-Laplas qonuni formulasini yozing va uni izohlang?

2- MA'RUZA

MAVZU: Magnit maydonning ta'sirlari.

Reja:

1. Magnit maydonning tokli o'tkazgichga ta'siri.
2. Amper qonuni. Chap qo'l qoidasi.
3. Parallel toklarning o'zaro ta'siri.
4. Lorens kuchi.
5. Xoll effekti.

Tayanch iboralar.

- | | |
|------------------|-----------------------|
| 1. Amper kuchi. | 4. Xoll effekti. |
| 2. Amper qonuni. | 5. Chap qo'l qoidasi. |
| 3. Lorens kuchi. | |

Magnit maydonini joylashtirilgan tokli o'tkazgichga magnit maydoni biror kuch bilan ta'sir etadi. Bu kuch shu magnit maydonning magnit induksiyasi B ga, o'tkazgichga geometrik o'lchamlariga va undan o'tayotgan tok kuchi I -ga bog'liqdir. Magnit maydoniga joylashtirilgan tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuchni Amper kuchi deb ataladi. Magnit maydonining tokli o'tkazgichga ta'sir etuvchi kuchi F_A -Amper kuchini aniqlaydigan qonunni 1820 yilda fransuz fizigi Amper aniqlagan bo'lib, u quyidagicha ta'riflanadi: Bir jinsli magnit maydonidagi tokli o'tkazgichga ta'sir qiluvchi $\vec{F}_A$ -kuch o'tkazgichdan o'tayotgan tok kuchi I -ga, o'tkazgichning uzunligi ℓ -ga, magnit maydonning induksiya vektori $\vec{B}$ -ga va $\vec{B}$ vektor bilan o'tkazgich orasidagi burchak sinusiga to'g'ri proporsionaldir.

$$F_A = I \cdot \ell \cdot B \cdot \sin \alpha \quad (1)$$

Bu formula Amper qonunining matematik ifodasidir. Bunda F_A -Amper kuchi, ℓ -uzunlikdagi o'tkazgichni har bir $d\ell$ -elementar qismiga ta'sir etuvchi $d\vec{F}_A$ -Amper kuchi vektor

$$d\vec{F}_A = I \cdot [d\ell \cdot \vec{B}] \quad (2)$$

ko'rinishda yoziladi.

Magnit maydoniga joylashtirilgan berk tokli ramkaga, magnit maydoni tomonidan juft kuchlar ta'sir etib, magnit momentini hosil qiladi. Juft kuchlarning momenti:

$$\vec{M} = [\vec{P}_m \cdot \vec{B}] \quad (3)$$

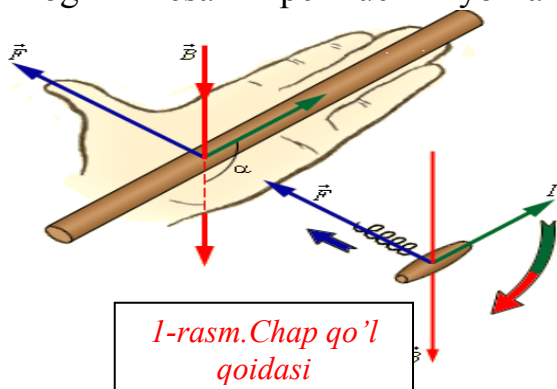
ko'rinishda yoziladi.

$$M = P_m \cdot B \cdot \sin \alpha \quad (4)$$

shaklda ham yozish mumkin.

Bunda P_m -magnit momenti.

M-kuch momenti bo'lib, P_m va B vektorlari parallel bo'lganda aylantiruvchi momentning qiymati nolga teng ($M=0$) bo'ladi. Agar P_m va B o'zaro perpendikulyar bo'lsa, aylantiruvchi moment maksimal ($M=\max$) qiymatga erishadi. Amper kuchining yo'nalishi chap qo'l qoidasi yordamida aniqlanadi u quyidagicha ta'riflanadi: Chap qo'limizni magnit maydoniga shunday joylashtiraylikki, chap qo'limizni ochganda B -induksiya vektori kaftimizga tik tushsin, bunda ochilgan to'rta barmog'imiz tok yo'nalishini, ochilgan bosh barmog'imiz esa Amper kuchini yo'nalishini ko'rsatadi.



Hozirgi zamon elektrodvigatellarining ishlashi Amper kuchiga asoslangan.

Ikki parallel tokli o'tkazgichlar har biri o'z atrofidagi fazoda magnit maydon vujudga keltirishi tufayli bir-biri bilan ta'sirlashadi. I_1 tok tufayli vujudga kelgan maydonning tokdan r_0 masofa

uzoqlikda joylashgan nuqtalardagi magnit induksiya:

$$B_1 = \frac{\mu_0 I_1}{2 \pi r_0} \quad (5)$$

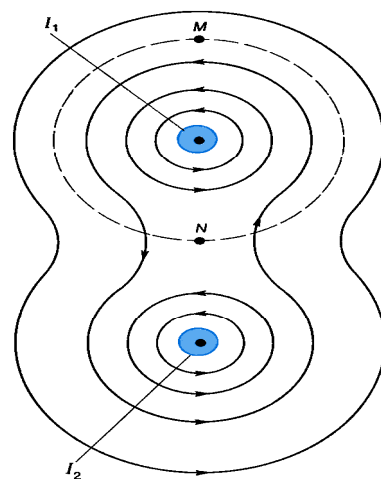
ga teng bo'ladi.

Xuddi shuningdek I_2 tokni induksiya:

$$B_2 = \frac{\mu_0 I_2}{2 \pi r_0} \quad (6)$$

ga teng bo'ladi.

ℓ uzunlikdagi o'tkazgichlarning har biriga ta'sir etuvchi Amper kuchi:



2-Rasm. Parallel aylanma o'tkazgichlarning magnit maydoni ta'siri, bu yerda toklar o'qituvchidan yo'nalgan.

$$\left. \begin{aligned} F_{2,1} &= B_1 I_2 \cdot \ell \sin \alpha = \frac{\mu_0 \cdot I_1 \cdot I_2}{2\pi r_0} \ell \\ F_{1,2} &= B_2 I_1 \cdot \ell \sin \alpha = \frac{\mu_0 \cdot I_2 \cdot I_1}{2\pi r_0} \ell \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

ga teng bo'ladi.

$F_{2,1} = F_{1,2} = F$ bo'lganida (7) ifodadan

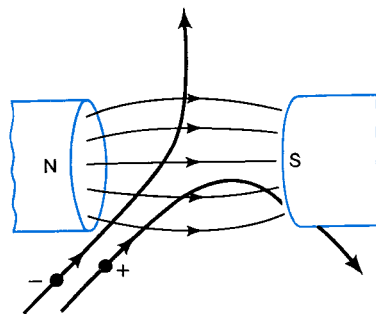
$$F = \frac{\mu_0 \cdot I_1 \cdot I_2}{2\pi r_0} \cdot \ell \quad (8)$$

kelib chiqadi. Bu ifoda parallel joylashtirilgan toklarning o'zaro ta'sir kuchini ifodalaydi.

Magnit maydonining harakatlanuvchi zaryadga ta'sir kuchi – Lorens kuchi deyiladi.

Amper qonunidan foydalanib, Lorens kuchi qiymatini topish mumkin. buning uchun tok kuchini:

$$I = \frac{dq}{dt} = \frac{q \cdot dN}{dt} \quad (9)$$



3-rasm. Magnit maydonda joylashgan zarrachaning harakati

ifodasini $d\vec{F}_A = I[d\vec{\ell} \cdot \vec{B}]$ Amper kuchi ifodasiga qo'ysak:

$$d\vec{F}_x = \frac{q \cdot dN}{dt} \cdot [d\vec{\ell} \cdot \vec{B}] = qdN \left[\frac{d\vec{\ell}}{dt} \cdot \vec{B} \right] \quad (10)$$

hosil bo'ladi.

Bunda: dF_A – Lorens kuchi bo'lib, $\frac{d\vec{\ell}}{dt} \cdot \vec{v}$ bo'lganidan (10) ifodani:

$$dF_{\text{Л}} = q \cdot dN \cdot [\vec{v} \cdot \vec{B}] \quad (11)$$

ko'rinishda yoziladi.

Bundan bitta zarrachaga ta'sir etuvchi Lorens kuchining qiymatining ifodasi:

$$\vec{F}_{\text{Л}} = \frac{dF_{\text{Л}}}{dN} = q [\vec{v} \cdot \vec{B}] \quad (12)$$

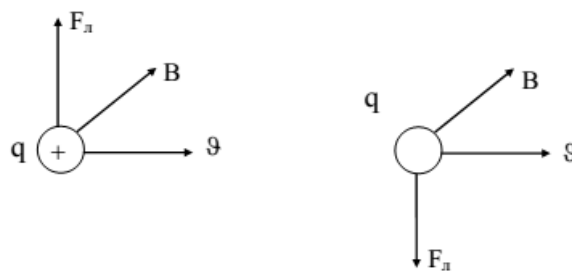
kelib chiqadi. Lorens kuchining skalyar qiymati:

$$F_{\text{Л}} = q \cdot v \cdot B \cdot \sin \alpha \quad (13)$$

ko‘rinishda yoziladi.

Bunda α – magnit induksiyasi $\vec{B}$ va tezlik vektori $\vec{v}$ orasidagi burchak. Musbat ($q>0$) va manfiy ($q<0$) zaryadga ta‘sir etuvchi Lorens kuchining yo‘nalishi ko‘rinishda tasvirlanadi.

Lorens kuchi zarrachaning harakat yo‘nalishiga $\perp$ bo‘lganligidan, bu kuch ta‘sirida zarracha tezligining absolyut qiymati o‘zgarmaydi, vaqt uning yo‘nalishi o‘zgaradi xolos. Shu sababli Lorens kuchi hech ish bajarmaydi.



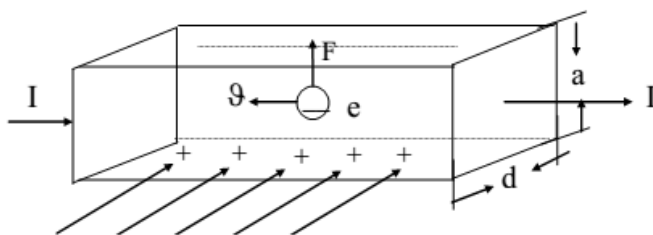
a) $q<0$

b) $q>0$

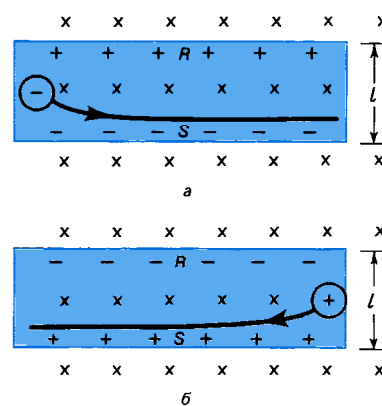
Shuning natijasida harakatlanayotgan zarrachaning kinetik energiyasini magnit maydoni tufayli o‘zgartirib bo‘lmaydi. Harakatlanayotgan zarralarga magnit maydon ko‘rsatayotgan ta‘siridan zarrachalarning siklik tezlatgichlari (siklatron, sinxrotron, sinxrofazotron) da va magnitogidodinamik generatorlarda foydalaniladi.

Tezlatgichlar – elektr va magnit maydonlari ta‘sirida zaryadlarga tezlik beraoladigan va ularni boshqaraoladigan qurilmalardir.

1880 yilda amerikalik olim E.Xoll Xoll effekti deb ataluvchi hodisani quyidagi tajriba asosida aniqladi. U oltindan yasalgan parallelepiped shaklidagi o‘tkazgichdan J tok o‘tkazib, o‘tkazgichni ko‘ndalang kesimida yotgan A va S nuqtalardagi potentsiallar farqi $\Delta\varphi$ ni o‘lchadi, bunda $\Delta\varphi = \varphi_A - \varphi_B = 0$ bo‘lgan. Agar plastinkani yon tomonidan yo‘nalgan kuchli magnit maydoni ta‘sir ettirilsa, A va S nuqtalardagi potentsiallar farqi har xil bo‘lgan.



Bu hodisaga Xoll effekti deyilgan. Tajribadan ma‘lum bo‘ldiki, A va S nuqtalardagi potentsiallar farqi $\Delta\varphi$, o‘tkazgichdan o‘tayotgan tok kuchi I – ga, magnit maydonining induksiyasi B – ga to‘g‘ri va plastinkaning qalinligi b ga teskari proporsionaldir.



4-rasm. Xoll effekti.

$$\Delta\varphi = \varphi_A - \varphi_C = R \cdot \frac{I \cdot B}{b} \quad (14)$$

Bunda R-turli metallar uchun turlicha bo'lgan proporsionallik koeffitsienti bo'lib, unga Xoll doimiysi deyiladi. Xoll effekti barcha metallarda va yarim o'tkazgichlarda kuzatiladi.

NAZORAT SAVOLLARI:

1. Amper nima?
2. Amper qonunini tushuntiring?
3. Chap qo'l qoidasini tushuntiring?
4. Lorens kuchi qanday kuch?
5. Xoll effektini izohlang?
6. Tezlatgich nima?

3- MA'RUZA

MAVZU: Moddalarning magnit xossalari

Reja:

1. Moddaning magnitlanishi.
2. Diamagnetizm va paramagnetizm.
3. Ferromagnetiklar.
4. Ferromagnetizmning tabiati.

Tayanch iboralar.

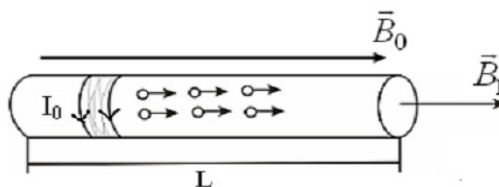
- | | |
|--------------------------|-------------------------------|
| 1. Magnit moment. | 5. Magnit qabul qiluvchanlik. |
| 2. Bor magnetoni. | 6. Diamagnit. |
| 3. Spin magnit momenti. | 7. Paramagnit. |
| 4. Magnitlanish vektori. | 8. Ferromagnit. |

Magnit maydoniga biror modda (temir o'zak) olib kirsak, bu modda magnitlanib xususiy magnit maydon – B' ni vujudga keltiradi. Shu sababli tekshirilayotgan moddadagi natijaviy magnit induksiyasi – B tashqi maydon induksiyasi – B_0 va moddaning xususiy maydon induksiyasi - B' ning yig'indisidan iborat bo'ladi.

$$B = B_0 + B' \quad (1)$$

Ko'pincha B' – ni ichki maydon induksiyasi deb ham ataladi.

1 - rasm. Atomlar orbital magnit momentlari ichki maydoni induksiya vektorining yo'nalishi



Hozirda hamma moddiy jismlar tashqi magnit maydon ta'sirida ozroq yoki ko'proq magnitlanishi isbotlarga. Shu sababli moddalarning magnit xususiyatlarini o'rganishda barcha moddalar uchun "magnetik" degan termin ishlatiladi. Magnetiklarning xossalari ularning atomlari tarkibida mavjud bo'lgan elementar zarrachalar-elektronlar, protonlar, neytronlar bilan aniqlanadi. Har qanday atom musbat zaryadlangan yadro va uning atrofida berk orbita bo'ylab, bu elektronning burchak tezligi!

$$W = \frac{v}{r} \quad (2)$$

ga teng.

Bunda r – orbita radiusi.

v – elektron tezligi.

Bu elektron 1 sek davomida yadro atrofida $\frac{W}{2\pi}$ marta aylanayotgan bo'lsa, elektronning bu harakatidan hosil bo'lgan tok kuchi:

$$I = e \frac{W}{2\pi} \quad (3)$$

ga teng bo'ladi.

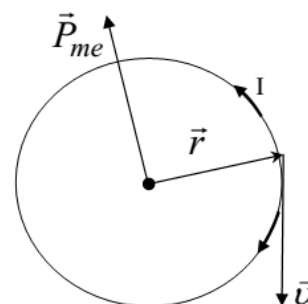
Bunda: e – elektron zaryadi.

I – tok kuchi.

Bunday mikro aylanma tokning magnit momenti:

$$P_{op\delta} = I \cdot S = e \frac{W}{2\pi} \cdot \pi r^2 = \frac{eWr^2}{2} \quad (4)$$

ga tengdir.



2 - rasm. Elektronning orbital tok magnit moment

Bu magnit moment elektronning orbita bo'ylab harakati tufayli vujudga kelayotgan uchun uni orbital magnit momenti deb ataladi va uni P_{orb} harfi bilan belgilanadi.

r – radiusli orbita bo'ylab v – tezlik bilan harakat qilayotgan elektron:

$$L_{op\delta} = m v \cdot r = m \omega r^2 \quad (5)$$

ga teng bo'lgan orbital mexanik momentga ham ega bo'ladi.

Bunda m – elektron massasi.

P_{orb} va L_{orb} larning yo'nalishlari qarama-qarshi bo'lib, ularning nisbat orbital giromagnit nisbat deb atalib, uni G_{orb} harfi bilan belgilanadi.

$$G_{op\delta} = \frac{P_{op\delta}}{L_{op\delta}} = \frac{e}{2m} \quad (6)$$

ga teng.

Elektron xususiy mexanik moment-spin (L_{cp}) ga hamda unga mos ravishda xususiy magnit momenti (P_{sp}) ga ham ega. Elektron spinining absolyut qiymati:

$$L_{cn} = \frac{\sqrt{3}}{2} h \quad (7)$$

ga teng bo'lib, bunda h -plank doimiysi bo'lib, $h \approx 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ ga teng.

Elektronning xususiy magnit momenti (magnit moment spini)ning absolyut qiymati:

$$P_{cn} = \sqrt{3} \cdot \mu_B \quad (8)$$

teng bo'ladi. Bundagi μ_B –Bor magnetoni deb atalib u $\mu_B = \frac{eh}{2m} = 0,927 \cdot 10^{-23} \frac{Jc}{T}$ ga tengdir.

Elektronning spin giromagnit nisbati, orbital giromagnit nisbatidan ikki marta kattadir:

$$\Gamma_{cn} = \frac{P_{cn}}{L_{cn}} = \frac{e}{m} \quad (9)$$

Atomning magnit momenti atom tarkibidagi elektronlarning orbital va spin magnit momentlarining vektor yig'indisidan iboratdir.

$$P_{aT} = \sum P_{opb} + \sum P_{cn} \quad (10)$$

Tashqi magnit moment ta'siriga uchramagan magnetik atomlarning magnit momentlari tartibsiz bo'lgani uchun magnetik parchasining yig'indi magnit momenti nolga teng bo'ladi.

Tashqi maydon ayrim atomlar magnit momentlarining yo'nalishlarini tartibga soladi, natijada magnetik biror natijaviy magnit momentga ega bo'lib qoladi, ya'ni magnitlanadi. Tashqi maydon ta'sirida magnetiklar turlicha magnitlanadi. Magnetiklarning magnitlanganlik darajasini harakterlash uchun magnitlanish vektori – J dan foydalaniladi:

$$J = \frac{\sum P_{aT}}{\Delta V} \quad (11)$$

Bunda: Δv – magnetikaning magnetik vektori aniqlanadigan nuqtasi atrofidagi elementar hajim.

$$[J] = \left[\frac{P_{aT}}{V} \right] = \left[\frac{A \cdot M^2}{M^3} \right] = \left[\frac{A}{M} \right]$$

Magnetiklardagi magnit maydonini o'rganishda ikki xil tok bilan ish ko'riladi.

1. O'tkazuvchanlik toki bo'lib, uni makrotok deb atalib uni – J bilan belgilanadi.
 2. Mikrotok deb atalib, uni J_m bilan belgilanadi.
- Vakuumdagi $J=0$ bo'lganligi uchun

$$H = \frac{B_o}{\mu_o} \quad (12)$$

ga teng bo'lib, vakuumdagi magnit maydon kuchlanganlik vektori magnit induksiya vektori bilan bir xil yo'naladigan, lekin undan μ_o marta farq qiladigan vektordir. (12) ifodadan

$$B_o = \mu_o H \quad (13)$$

kelib chiqadi.

Tajribalardan bir jinsli muhitdan iborat bo'lgan magnetiklardan ixtiyoriy nuqtasidan J va H vektorlari quyidagicha bog'lanishga ega.

$$J = \chi_m \cdot H \quad (14)$$

Bunda χ_m – magnetikning magnit xususiyatlarini ifodalovchi kattalik bo'lib, uni magnit qabul qiluvchanlik deyiladi.

$$H = \frac{B}{\mu_o (1 + \chi_m)} \quad (15)$$

teng bo'lib, bundagi $1 + \chi_m = \mu$ – muhitning magnit singdiruvchanligi deyiladi. Buni hisobga olib (15) ifodani:

$$H = \frac{B}{\mu \cdot \mu_o} \quad (16)$$

ko'rinishda yozish mumkin.

μ – o'lchovsiz kattalik bo'lib, u magnetikdagi magnit maydon vakuumdagiga nisbatan necha marta farqlanishini ko'rsatadi.

Barcha magnetiklar o'zlarining magnit qabul qiluvchanliklarining ishorasi va qiymatlariga qarab uch sinfga bo'linadi.

- 1) Diamagnetiklar.
- 2) Paramagnetiklar.
- 3) Ferromagnetiklar.

1. Diamagnetiklarda $\chi_m < 0$ bo'ladi. Bu sinfga oid bo'lgan moddalarda fosfor oltingugurt, surbma, uglerod, simob, oltin, kumish mis kabi elementlar, suv va organik birikmalarda magnit maydoni bir oz susayadi. ($\mu = 1 + \chi_m < 1$) bo'ladi.

2. Paramagnetiklarda $\chi_m > 0$ bo'ladi. Bu sinfga kiruvchi kislorod, azot, alyuminiy, platina, volfram kabi elementlarda magnit maydon bir oz kuchayadi. ($\mu = 1 + \chi_m > 1$) bo'ladi.

3. Ferromagnetiklarda $\chi_m \gg 0$ bo'ladi. Bu sinfga kiruvchi temir, nikel, kobalt kabi metallarda va ularning qotishmalarida magnit maydon juda zo'rayib ketadi.

Magnetiklar atomlarining tarkibidagi elektronga tashqi magnit maydon ta'sir ko'rsatadi. Orbita bo'ylab aylanma harakat qilayotgan elektron tashqi magnit maydon ta'sirida B vektorga qarama-qarshi yo'nalgan qo'shimcha magnit moment ΔP_{orb} ga erishadi. Bu hodisa diamagnit effekt deb ataladi. Diamagnit effekt atomlarning magnit momentlari nolga teng bo'lgan moddalarda namayon bo'ladi.

Bunda magnit momenti o'zini vujudga keltirayotgan tashqi maydonga qarama-qarshi yo'nalgan bo'lib, uni susaytiradi. Bunday moddalarning magnit qabul qiluvchanligi manfiy bo'lib, ularni diamagnetiklar deyiladi.

Tashqi maydon ta'sirida paramagnit effekt deb ataluvchi hodisa ham ro'y beradi. Paramagnit effekt sodir bo'ladigan moddalarda tashqi magnit maydonining kuchayishi sodir bo'lib, bu kuchayish temperaturaga teskari proporsional bo'ladi.

Paramagnetiklar magnit qabul qiluvchanligining temperaturaga bog'liqligi Kyuri qonuni deb ataluvchi quyidagi formula bilan ifodalanadi:

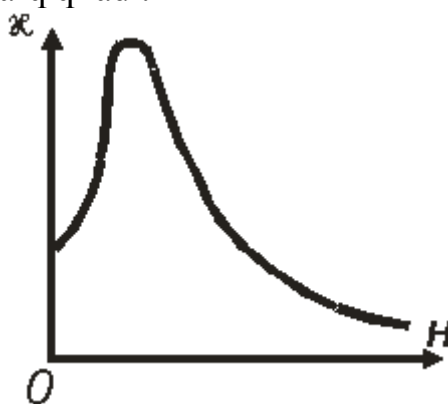
$$\chi = \frac{C}{T} \quad (17)$$

Bunda c – ayni modda uchun o'zgarmas bo'lib, Kyuri doimiysi deyiladi. Juda past temperaturalarda Kyuri qonunidan chetlashish sodir bo'ladi.

Metallarda atom bilan bog'liq bo'lgan elektronlardan tashqari erkin elektronlar ham mavjud bo'lib, ular qo'shimcha diamagnetizmni vujudga keltiradi.

Bu diamagnetizmni Landau diamagnetizmi deb ataladi. Erkin elektronlarni spin magnit momentiga ega bo'lishi natijasida qo'shimcha paramagnetizm Pauli paramagnetizmi hosil bo'ladi.

Magnetiklar ichida ferromagnetiklar o'zlarining magnit xususiyatlari bilan boshqa moddalardan keskin farq qiladi.



3 – rasm. Ferromagnetlar magnit qabul qiluvchanligining maydon kuchlanganligiga bog'liq o'zgarishi

Ferromagnetiklarning magnit qabul qiluvchanligi χ_m tashqi magnit maydonga bog'liq bo'lib, χ_m ortishi bilan H ham ortib boradi.

$\chi_m = \max$ bo'lgan H -ni ortishi bilan χ_m ni qiymatini kamayishi kuzatiladi. H ning katta qiymatlarida $\chi_m \rightarrow 0$ bo'ladi. $H=0$ bo'lganda ham ferromagnetiklardagi magnit maydoni yo'qolmaydi. Buni qoldiq magnetlanish deyiladi.

Har bir ferromagnetik Kyuri nuqtasi (T_k) deb atalgan aniq bir temperaturada o'zining ferromagnetiklik hususiyatini yo'qotadi. Temir uchun $T_k=1043^0k$, nikel uchun 631^0k ga teng T_k dan yuqori temperaturalarda ferromagnetik oddiy paramagnetikka aylanadi va magnit qabul qiluvchanlikning temperaturaga bog'liqligi:

$$\chi_m = \frac{C}{T - T_k} \quad (18)$$

ko'rinishda yoziladi.

Tabiatda antiferromagnetik moddalar mavjud bo'lib, ularning kristall panjarasini bir-birini ichiga kirgan ikki panjaraning yig'indisi deb qarab, har bir panjara tarkibidagi ionlarning spinlari parallel joylashgan bo'ladi. Tashqi maydon ta'sirida bir qism spinlar yo'nalishini o'zgartirishi natijasida antiferromagnetikning magnetlanishi sodir bo'ladi. Antiferromagnetiklarning xususiyatlari biror

temperaturadan yuqori temperaturalarda yo'qoladi. Bu temperaturani antiferromagnetiklarning Kyuri nuqtasi deyiladi.

Agar antiferromagnetikning ayrim panjaralarining magnit momenti noldan farqli bo'lib, uning qiymati ferromagnitik magnit momentini qiymatiga yaqinlashib qoladi. Bunday moddalarni ferromagnetiklar yoki oddiygina ferritlar deb ataladi.

Ferritlar yarimo'tkazgichlar bo'lib, ularning solishtirma elektr qarshiligi metall ferromagnitliklariga qaraganda ancha katta bo'ladi.

Masalan: Temirning solishtirma qarshiligi $8,5 \cdot 10^{-8}$ Omm bo'lsa, ferritlarning solishtirma qarshiligi 10^4 dan 10^7 Omm gacha o'zgaradi. Hozirda ferritlarning bu xususiyatidan texnikaning turli sohalarida keng foydalaniladi.

NAZORAT SAVOLLARI.

1. Moddalarning magnitlanishini tushuntiring?
2. Orbital magnit moment nima?
3. Magnit qabul qiluvchanlik nima?
4. Diamagnit nima?
5. Paramagnit nima?
6. Ferromagnit nima?
7. Kyuri qonunini tushuntiring?
8. Ferritlar nima?

4-MA'RUZA

MAVZU: Elektromagnit induksiya

Reja:

1. Elektromagnit induksiya hodisasi.
2. Faradey tajribalari. Lens qoidasi.
3. Induksiya elektr yurituvchi kuch. Faradey qonuni.
4. O'zinduksiya xodisasi. G'altak induktivligi.

Tayanch iboralar.

- | | |
|---------------------------|-------------------------------|
| 1. Induksiya hodisasi. | 1. O'zaro induksiya xodisasi. |
| 2. Faradey tajribalari. | 2. Induktivlik. |
| 3. Faradey qonuni. | 3. Magnit maydon energiyasi. |
| 4. O'zinduksiya hodisasi. | |

Ersted elektr toki magnit maydonni vujudga keltirishini aniqlagandan so'ng, ko'pchilik olimlar magnit maydoni elektr tokini vujudga keltirmasmikan degan savolga javob qidirishdi.

Bu savolga o'n yillik izlanishdan so'ng Faradey tajribalar asosida javob topdi. Faradey tajriba asosida magnit maydoni yordamida elektr tokini hosil qildi. Magnit maydonining o'zgarishidan hosil bo'ladigan elektr maydoniga – elektromagnit maydon deyiladi.

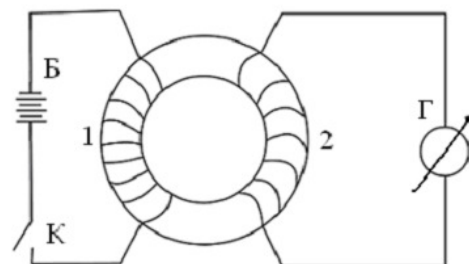
Magnit maydonining ta'sirida elektr maydonini hosil bo'lishi – elektromagnit induksiya hodisasi deyiladi.

Elektromagnit maydonda elektr kuchlari magnit kuchlari bilan uzviy bog'langan va ular fazoning ixtiyoriy nuqtasida magnit kuchlarining o'zgarishida vujudga keladi. 1831 yilda M.Faradey tajribalari asosida elektromagnit induksiya hodisasini kashf etdi.

Elektromagnit induksiya hodisasi hozirgi zamon fizikasi va texnikasining eng muhim hodisalaridan biri. Faradey o'tkazgan tajribalaridan birida temir halqa olib, unga ko'p o'ramlardan iborat bo'lgan ikkita mis cho'lg'am o'radi: 1 – cho'lg'am uchlariga tok manbai bilan K kalit ulangan bo'lib, ikkinchisiga galvanometr ulangan (1 - rasm)

Birinchi cho'lg'amda kalit ulanib, tok hosil bo'lganda, ikkinchi cho'lg'amda tok impulsi hosil bo'lgan va galvanometr mili bir tomonga og'a boshlagan va juda tez nolga qaytgan.

Birinchi cho'lg'am kaliti uzilganda ham ikkinchi cho'lg'amda tok impulsi hosil bo'lib, galvanometr mili teskari tarafga og'ib, yana juda tez nolga qaytgan.



1-rasm. Ikki cho'lg'amli transformator

Bu hodisa hozirgi zamon elektrotexnikasining rivojlanishiga katta hissa qo'shdi. Hozirgi zamon eng quvvatli va eng kichik elektr energiya generatorlari shu hodisaga asoslangan holda elektr toki hosil qiladi. Elektromagnit induksiya hodisasi tufayli o'tkazgichda hosil bo'lgan tokka induksion tok deyiladi.

Faradey elektromagnit induksiya hodisasini turli variantdagi tajribalarda amalga oshirdi.

1. Doimiy magnit tayoqcha galvanometrغا ulangan g'altak ichiga kiritilishida yoki undan chiqarilayotganda konturda (g'altakda) induksion tok hosil bo'lgan. Buni galvanometrning strelkasini goh o'nga goh chapga og'ishidan bilgan. Agar g'altak doimiy magnitga nisbatan tinch bo'lsa induksion tok hosil bo'lmaydi.
2. Tinch turgan doimiy magnitga nisbatan uchlariga galvanometr ulangan g'altak yaqinlashtirilganida yoki uzoqlashtirilganida ham g'altakda induksion tok hosil bo'lgan.
3. Ichma – ich kiygizilgan ikkita g'altak, birinchisi o'zgarmas tok manbaiga ulangan, ikkinchisi galvanometrغا ulangan bo'lib, ular bir-biriga nisbatan harakatlantirilganida galvanometrغا ulangan g'altakda induksion tok hosil bo'lgan.
4. Agar g'altak ichiga temir o'zak o'rnatilsa, induksion tokning hosil bo'lish effekti kuchayadi. Natijada ikkinchi g'altakda kuchliroq tok induksiyanadi.

Ko'p sonli tajribalardan quyidagi qonuniyatlar aniqlangan:

Vaqt bo'yicha o'zgaradigan tashqi magnit maydonida joylashgan o'tkazgichda **elektr yurituvchi kuch** paydo bo'ladi. Agar o'tkazgich yopiq bo'lsa, unda induksion tok hosil bo'ladi.

O'tkazgichda **induksiya hisobiga** hosil bo'lgan **EYUK kattaligi** shu o'tkazgichni kesib o'tuvchi magnit induksiyasi oqimining o'zgarish tezligiga proporsionaldir:

$$\varepsilon_i = k \cdot \frac{d\Phi}{dt} \quad (1)$$

Bunda: ε_i - induksiya E.YU.K. $\frac{d\Phi}{dt}$ - magnit oqimini o'zgarish tezligi. k - proporsionallik koeffitsienti

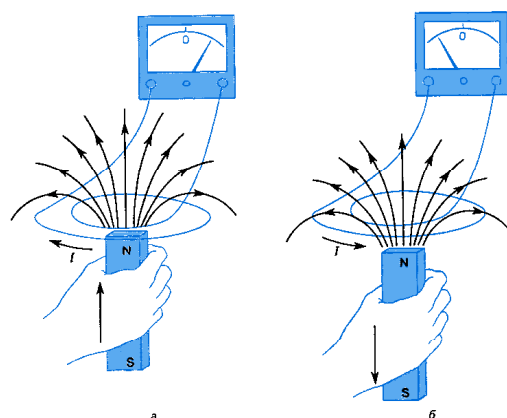
1834 yilda rus olimi Lens tajriba asosida induksion tok yo'nalishini aniqlash qoidasini yaratdi. Bu qoida uning sharafiga Lens qoidasi deb atalib, u quyidagicha ta'riflanadi:

Berk konturda induksion tok shunday yo'nalishda hosil bo'ladiki, u o'zining magnit maydoni bilan uni hosil qiluvchi magnit maydonining o'zgarishiga qarshilik ko'rsatadi.

G'altakda hosil bo'ladigan induksion tok yo'nalishini, galvanometr strelkasini og'ishiga qarab aniqlash mumkin.

Lens qoidasiga binoan, konturdagi induksion tok magnit maydoni uni yuzaga keltiruvchi magnit oqimining o'zgarishiga qarshilik ko'rsatadi. Lens qoidasiga asosan elektromagnit induksiya qonuni $k=-1$ bo'lganligidan

2-rasm. a –magnitni cho'lg'amga tomon harakatlantirilsa cho'lg'anda induksion tok hosil bo'ladi; b- magnitni cho'lg'amdan uzoqlashtirilsa cho'lg'amdagi tok teskari tomonga oqadi. (galvanometrning nol nuqtasi shkalaning o'rtasida joylashgan).



$$\varepsilon_i = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (2)$$

ko'rinishda yoziladi.

Agar berk kontur ketma-ket ulangan n -ma bir xil g'altak (cho'lg'am)lardan tashkil topgan bo'lsa

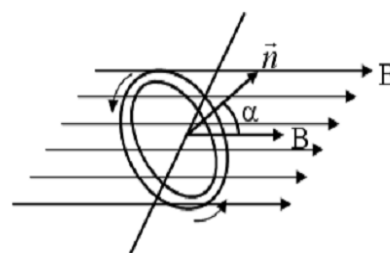
$$\varepsilon_i = -n \frac{d\Phi}{dt} \quad (3)$$

ga teng bo'ladi, ya'ni bunda umumiy induksiya e.yu.k. bitta cho'lg'amdagi e.yu.k. dan n marta ortiq bo'ladi. Yopiq konturda induksion tokning vujudga kelishiga sabab shu konturda o'zgaruvchan magnit oqimining ta'sirida induksion e.yu.k. ni hosil bo'lishidir.

O'tkazgichda hosil bo'ladigan induksion tok yo'nalishi o'ng qo'l qoidasi asosida aniqlanadi. O'ng qo'l qoidasiga binoan ochiq o'ng qo'l kaftiga B induksiya

vektori tushayotganda, kerilgan bosh barmoq o'tkazgichning harakat yo'nalishini, to'rt barmoq esa o'tkazgichdagi induksion tok yo'nalishini ko'rsatadi.

Faradeyning elektromagnit induksiya qonunidan foydalanib, induksiya e.yu.k ni hosil bo'lishini aniqlaylik. Bir jinsli ($\vec{B} = \text{const}$) magnit maydonda ω burchak tezlik bilan tekis aylanayotgan ramkada



induksiyalanayotgan e.yu.k. - $\mathcal{E}_i$ ni hisoblash uchun, boshlang'ich ($t=0$) momentda ramka induksiya chiziqlariga perpendikulyar joylashsin, ya'ni ramka tekisligiga

3- rasm. B induksiya magnit maydonida aylanayotgan No'ramli ramka

o'tkazilgan $\vec{n}$ – normal induksiya chiziqlariga parallel yo'nalgan bo'lsin.

Kuch chiziqlariga perpendikulyar bo'lgan o'q atrofida, B induksiya bir jinsli magnit maydonida ω doimiy burchak tezlik bilan aylanayotgan, har bir S yuzaga ega bo'lgan N o'ramlardan iborat ramkaning elektromagnit induksiyasini ko'rib chiqamiz (3 - rasm) Ramka chegaralangan S – yuza orqali o'tayotgan magnit induksiya oqimi

$$\Phi_o = B \cdot S \quad (4)$$

ga teng.

t – vaqtdan keyin ramkani n - normali $\varphi = \omega \cdot t$ burchakka burilganda S yuza orqali o'tuvchi magnit induksiya oqimi

$$\Phi = B \cdot S \cdot \cos \omega t \quad (5)$$

ga teng bo'ladi. Bu ifodadan induksiya e.yu.k. ni

$$\mathcal{E}_i = \frac{d\Phi}{dt} = \omega \Phi_o \cdot \sin \omega t \quad (6)$$

ifodasi kelib chiqadi.

Elektromagnit induksiya hodisasi induksiya oqimining har qanday o'zgarishida sodir bo'ladi. Agar biror konturdan o'tayotgan tok kuchi o'zgarsa, tok hosil qilgan magnit maydonining oqimi ham o'zgaruvchan bo'ladi. Magnit maydonining oqimi ham o'zgaruvchan bo'ladi. Magnit induksiya oqimining o'zgarishi esa shu konturni o'zida induksiya e.yu.k. ni hosil qiladi. Konturdagi tokning o'zgarishi natijasida konturning o'zida induksion e.yu.k. ning hosil bo'lish hodisasiga o'zinduksiya hodisasi deyilib, induksiya e.yu.k. ga esa o'zinduksiya e.yu.k. deyiladi. O'zgaruvchan tok manbaiga ulangan konturda o'zinduksiya hodisasi sodir bo'ladi. Konturdan o'tayotgan tok tufayli vujudga kelayotgan magnit oqimi tok kuchiga proporsional bo'lib,

$$\Phi = L \cdot I \quad (7)$$

ko'rinishda yoziladi. Bunda: L – proporsionallik koeffitsienti bo'lib, konturning shakli va o'lchamlari hamda muhitning magnit singdiruvchanligiga bog'liq bo'lgan kattalikdir. Bu kattalik konturning (g'altak) induktivligi deyiladi.

G'altak induktivligi

$$L = \frac{\Phi}{J} \quad (8)$$

ga tengdir.

SI – sistemasida induktivlik birligi qilib, nemis olimi Genri sharafiga 1 Genri (1 Gn) qabul qilingan.

$$[L] = \frac{[\Phi]}{[J]} = \left[\frac{1 \text{ B}}{1 \text{ A}} \right] = [1 \text{ Генри} \quad (1 \text{ Гн})]$$

1 Gn=10⁹ sm ga teng SGSE sistemasidir.

Uzunligi - ℓ , yuzasi – S, o‘ramlar soni n – bo‘lgan solenoidning induktivligi

$$L_c = \mu_o \mu \frac{n^2}{\ell} \cdot S \quad (9)$$

ga teng bo‘ladi.

G‘altakning induktivligi o‘zgarmas bo‘lgan hol uchun o‘zinduksiya e.yu.k. ni:

$$\varepsilon_{\text{yuzad}} = - \frac{d\Phi}{dt} = - L \frac{dI}{dt} \quad (10)$$

ko‘rinishda yoziladi.

SHunga asosan $1B = 1\Gamma_H \cdot 1\frac{A}{C}$ ga tengdir, ya’ni induktivligi 1 Gn bo‘lgan konturdan o‘tayotgan tok kuchi 1 sek. da 1 A. ga o‘zgarsa, konturda 1 Volt (1 V) o‘zinduksiya e.yu.k. vujudga keladi.

NAZORAT SAVOLLARI:

1. Elektromagnit induksiya xodisasi nima?
2. Faradey tajribalarini tushuntiring?
3. Lens qoidasini izohlang?
4. CHap qo‘l qoidasini tushuntiring?
5. Induksiya e.yu.k. nima?
6. O‘zinduksiya hodisasini tushuntiring?
7. G‘altak induktivligi nima?

5- MA’RUZA

MAVZU: Transformator va uning ishlash prinsipi

Reja:

1. O‘zaroinduksiya hodisasi.
2. Magnit maydon energiyasi.
3. Uyurmaviy toklar. Fuko toki.
4. Transformatorning tuzilishi va ishlash prinsipi.
5. Transformatorning ishlatilish sohasi.

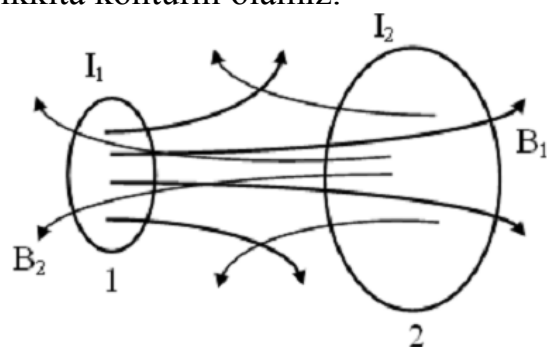
Tayanch iboralar.

- | | |
|------------------------------|-------------------|
| 1. O‘zaro induksiya. | 4. Transformator. |
| 2. Magnit maydon energiyasi. | 5. Fuko toki. |
| 3. Uyurmali tok. | |

1 - rasmda bir-biriga yaqin joylashgan ikkita konturni olamiz.

1 - konturda qandaydir manba orqali I_1 tok oqadi. Bu tok $\Phi = L_1 I_1$ magnit oqimini hosil qiladi va Φ_{12} uning qismi 2 - konturni sizib o'tadi. $\Phi_{12} = L_{12} I_1$ dt vaqt ichida I_1 tokni dI_1 qiymatga o'zgartirsak, 2 - konturda o'zinduksiya EYUK ni hosil qilamiz

$$\varepsilon_{12} = -\frac{d\Phi_{12}}{dt} = -\frac{L_{12}dI_1}{dt}$$



1 - rasm. Ikkita yopiq kontur orasidagi o'zaroinduksiya

Endi esa, konturlar holatini o'zgartirmasdan, 2 - konturga tok manbaini ulab, unda I_2 tok hosil qilamiz. O'z navbatida I_2 tok $\Phi_2 = L_2 I_2$ magnit oqimini vujudga keltiradi. Bu $\Phi_{21} = L_{21} I_2$ oqimning qismi birinchi konturni kesib o'tadi. I_2 tok qiymatini o'zgartirsak, 1 - konturda ε_{21} - o'zinduksiya EYUK hosil bo'ladi:

$$\varepsilon_{21} = -\frac{d\Phi_{21}}{dt} = -\frac{L_{21}dI_2}{dt} \quad (1)$$

Agarda konturlarning o'lchamlari va holatlari o'zgarmas saqlansa L_{12} , L_{21} ga teng bo'ladi. $L_{21} = L_{12} = M$, bu erda M - ikki **konturning o'zaro induksiya koeffitsientidir** va uning qiymati ikkita konturning o'zaro bog'lanish darajasini bildiradi.

Bir konturda tokning o'zgarishi ikkinchisida induksiya EYUK ni hosil qilish hodisasi - **o'zaro induksiya** hodisasi deb ataladi. L_{12} va L_{21} koeffitsientlar qiymatlari konturlarning shakli, o'lchamlari va o'zaro joylashishiga bog'liqdir, undan tashqari atrof muhitning magnit singdiruvchanligiga ham bog'liqdir.

SHunday qilib, ikkinchi zanjirda induksiyalangan EYUK qiymati o'zaro induksiya koeffitsienti va birinchi zanjirdagi tokning o'zgarish tezligiga proporsionaldir.

$$\varepsilon = -M \frac{dI}{dt}, \quad (2)$$

Bunday induksiya EYUK ning paydo bo'lishi, odatda **transformatorlarda** kuzatiladi.

Tok magnit maydon energiyasi W_m - konturdagi tok noldan biror J qiymatgacha ortganda hosil bo'lgan o'zinduksiya tokini yengishdagi bajarilgan A ishga tengdir.

$$W_m = \int_0^J dA = \int_0^J L \cdot I \cdot dI = \frac{LI^2}{2} \quad (3)$$

Kontur yuzasi orqali o'tayotgan magnit induksiya oqimi $\Phi = L \cdot I$ bo'lganligidan magnit maydon energiyasi

$$W_m = \frac{L \cdot I^2}{2} = \frac{I \cdot \Phi}{2} = \frac{\Phi^2}{2L} \quad (4)$$

ga teng bo'ladi.

SI – sistemasida magnit maydon energiyasi 1 joul (1j) da o'lchanadi.

$$1 \text{ Ж} = 1 \Gamma_{\text{H}} \cdot 1 A^2 = 1 A \cdot 1 B \delta$$

Birlik hajmga mos keluvchi magnit maydon energiyasi

$$\omega_m = \frac{W_m}{V} = \frac{B^2}{2 \mu_o \mu} \quad (5)$$

ga teng bo'lib, bu ifodani magnit maydon energiyasini zichligi deyiladi. Magnit maydon induksiyasi va kuchlanganligi o'zaro $B = \mu_o \mu \cdot H$ ifoda orqali bog'langanligi uchun magnit maydon energiya zichligi

$$\omega_m = \frac{B \cdot H}{2} \quad (6)$$

yoki

$$\omega_m = \frac{\mu_o \mu \cdot H^2}{2} \quad (7)$$

ko'rinishda yoziladi.

Magnit maydonining o'zgarishi natijasida fazoda induksion elektr maydon vujudga keladi va u o'tkazgichdagi erkin elektronlarni tartibli harakatga keltirib elektr toki hosil qiladi. Bu tok uyurmali tok deb ataladi. Uyurmali tok o'zgaruvchi magnit maydoniga joylashtirilgan o'tkazgichda (g'altakda) uyurmali elektr maydonini paydo bo'lishi hisobiga mavjud bo'ladi. Fazoning uyurmaviy elektr maydoni mavjud bo'lgan qismiga yaxlit o'tkazgich parchasi joylashtirilsa unda yanada kuchliroq tok paydo bo'lib, bu tokni uni tekshirgan Fuko sharafiga Fuko toki deyiladi. Yaxlit o'tkazgichning qarshiligi kichik bo'lgani uchun Fuko tokining qiymati yaxlit o'tkazgichda nihoyatda katta qiymatga erishishi mumkin. Bu esa yaxlit o'tkazgichni qizishiga olib keladi. Fuko tokining issiqlik ta'siridan elektrometallurgiyada metallarni eritishda foydalaniladi. Fuko toklari ta'sirida o'tkazgichlarning qizishi ko'p hollarda zarar keltiradi.

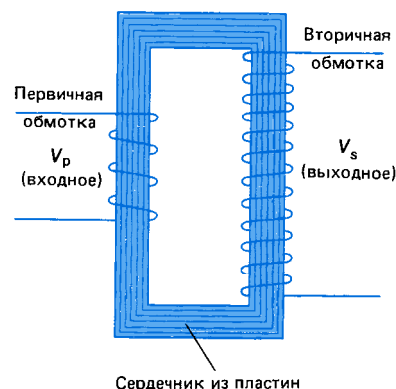
Masalan: o'ramlaridan o'zgaruvchan tok o'tadigan g'altak ichidagi o'zaklarning qizishi tufayli transformatorlar va turli xildagi elektromagnit apparatning foydali ish koeffitsientini kamayishiga olib keladi. Bu zararning oldini olish uchun o'zaklar bir-biridan izolatsiyalangan qatlamlar bilan, ajratilgan alohida plastinkalardan yasaladi. Ferromagnetik o'zaklar o'rnida solishtirma qarshiligi katta bo'lgan ferritlarning qo'llanilishi Fuko toklarining issiqlik ta'sirini keskin kamaytirish imkonini beradi.

O'zgaruvchan tok kuchlanishi va tok kuchini o'zgartirib beruvchi qurilmaga – transformator deb ataladi. Transformatorni birinchi bo'lib rus elektrotexniklari P.N.Yablochkov va I.F.O'sagin yaratgan va amalda qo'llagan.

Transformator ikki qismdan iborat:

1. Po'latdan yasalgan rama.
2. O'ramlar soni har xil bo'lgan simli g'altaklardan.

Birlamchi cho'lg'am (g'altak) ning uchlari kuchlanish kirishini ta'minlovchi o'zgaruvchan tok tarmog'iga ulanadi. Ikkilamchi cho'lg'am (g'altak) esa elektr energiyasi iste'molchilariga ulanadi. Transformatorning ishlash prinsipi o'zinduksiya xodisasiga asoslangan.



2-rasm. Transformator

Birlamchi cho'lg'amdagi o'zgaruvchan tokning o'zgaruvchan magnit oqimi ikkilamchi cho'lg'amni kesib o'tishi natijasida ikkilamchi cho'lg'amda o'zinduksiya hodisasi tufayli o'zinduksiya e.yu.k. ni vujudga keltirib, unda o'zgaruvchan tok hosil qiladi

Transformatorida kirish kuchlanishi – U_1 , chiqish kuchlanishi – U_2 bilan o'zaro bog'lanishdadir. Birlamchi cho'lg'amda paydo bo'ladigan o'zinduksiya e.yu.k.

$$\varepsilon_1 = -N_1 \frac{d\Phi}{dt} \quad (8)$$

ga, ikkilamchi o'zinduksiya e.yu.k.

$$\varepsilon_2 = -N_2 \frac{d\Phi}{dt} \quad (9)$$

ga teng.

Bunda N_1 va N_2 – birlamchi va ikkilamchi cho'lg'amlardagi o'ramlar soni.

Transformator cho'lg'amlariga e.yu.k. bo'lgan zanjir qismi uchun Om qonuni tatbiq qilinsa, kirishdagi va chiqishdagi kuchlanishni qiymatini topish mumkin bo'ladi.

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= I_1 R_1 - \varepsilon_1 = I_1 R_1 + N_1 \frac{d\Phi}{dt} \\ U_2 &= I_2 R_2 - \varepsilon_2 = I_2 R_2 + N_2 \frac{d\Phi}{dt} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Bunda: R_1 va R_2 – birlamchi va ikkilamchi cho'lg'amlarning qarshiligi, I_1 va I_2 – ulardagi tok kuchi. (10) ifodadan

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{N_2}{N_1} = \frac{I_1}{I_2} \quad (11)$$

Bundagi

$$\frac{N_2}{N_1} = K \quad (12)$$

Bo'lib, k – transformatorni transformatsiya (o'zgartirish) koeffitsienti deyiladi va u ikkilamchi cho'lg'amdagi kuchlanishni birlamchi cho'lg'amdagi kuchlanishdan necha marta katta yoki kichik ekanligini ko'rsatadi. Hozirgi zamon

transformatorlarida isrof 2 % dan oshmaganligi uchun birlamchi va ikkilamchi cho'lg'amlardagi ajraladigan quvvatlar bir-biriga teng bo'ladi.

$$I_1 U_1 = I_2 U_2 \quad (13)$$

Agar $k = \frac{N_2}{N_1} > 1$ bo'lsa $\frac{U_2}{U_1} > 1$ bo'lib, bunday transformatorlarni

kuchaytiruvchi transformator deyiladi. Agar $k = \frac{N_2}{N_1} < 1$ bo'lsa $\frac{U_2}{U_1} < 1$ bo'lib, bunday transformatorlar pasaytiruvchi transformator deyiladi.

Ba'zi transformatorlarda birlamchi cho'lg'amining bir qismi ikkilamchi cho'lg'am bo'lib, yoki aksincha ikkilamchi cho'lg'amning bir qismi birlamchi bo'lib xizmat qiladi. Bunday ko'rinishdagi transformatorlar – avtotransformator deyiladi.

Transformatorlar yordamida o'zgaruvchan tok energiyasi kam isrof bilan elektr simlari orqali olis masofalarga uzatiladi. Transformatorlardan xalq xo'jaligida elektr energiyasini uzatish va qayta taqsimlashda foydalaniladi. Kuchaytuvchi transformatorlar yordamida elektr energiyasi olis masofaga uzatiladi. Pasaytiruvchi transformatorlar yordamida elektr energiyasi taqsimlanadi. Transformatorlar radio-elektrotexnikada keng qo'llaniladi.

Katta transformatorlarda Fuko toklari hisobiga qizishini kamaytirish uchun, uning cho'lg'amlari maxsus moylar yordamida sovitiladi.

NAZORAT SAVOLLARI:

1. O'zaro induksiya xodisasini tushuntiring?
2. Magnit maydon energiyasi formulasini izohlang?
3. Fuko toki qanday tok?
4. Transformator nima?
5. Transformator necha qismdan iborat?
6. Transformatorning ishlash prinsipini tushuntiring?
7. Transformator qanday maqsadlarda ishlatiladi?

6-MA'RUZA

MAVZU: Elektromagnit tebranishlar

Reja:

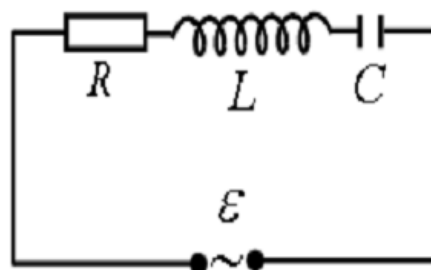
1. Elektromagnit tebranish.
2. Tebranish konturi. Tomson formulasi.
3. So'nmas tebranish. Lampali generator.
4. O'zgaruvchan tok.
5. O'zgaruvchan tok zanjiridagi qarshiliklar.

Tayanch iboralar.

- | | |
|-----------------------------|--|
| 1. Elektromagnit tebranish. | 4. Lampali generator. |
| 2. Tebranish konturi. | 5. O'zgaruvchan tok. |
| 3. Tomson formulasi. | 6. Aktiv, induktiv, sig'imiylar qarshilik. |

Elektr zaryadi, kuchlanish, tok kuchi, shuningdek elektr va magnit maydonlarning davriy ravishda o'zgarib turish jarayoni – elektromagnit tebranish deb ataladi. Elektromagnit tebranishlar elektr maydon energiyasini magnit maydon energiyasiga va aksincha magnit maydon energiyasini elektr maydon energiyasiga aylanishidan hosil bo'ladi.

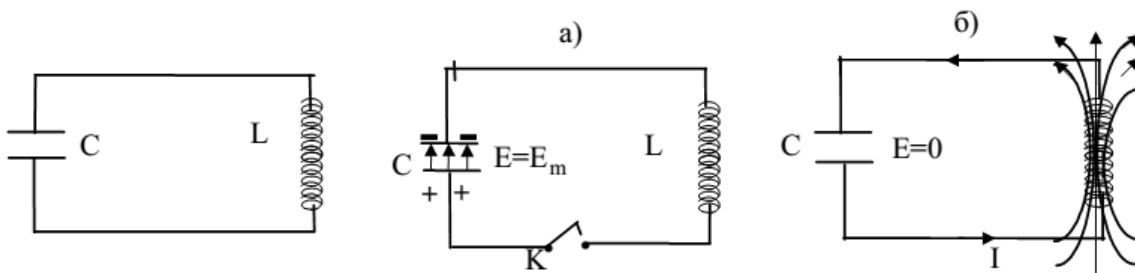
Elektromagnit tebranishlarni tebranish konturi deb ataluvchi qurilma yordamida hosil qilish mumkin. S – sig'imli kondensator va L – induktivlikli simli g'altak (solinoed)dan iborat bo'lgan elektr zanjiri – tebranish konturi deyiladi. Tebranish konturida elektr maydoni kondensator qoplamalari orasida, magnit



1-rasm. Majburiy elektromagnit tebranish hosil qiluvchi elektr zanjir

maydoni esa simli g'altakda vujudga keladi. Tebranish konturining aktiv qarshiligini juda kichik deb qaralib, konturda elektromagnit tebranishlar hosil qilish uchun dastlab, kondensatorni pereklyuchatel (kalit) orqali B batareyaga ulab uni zaryadlanadi.

Kondensator qoplamalarida maksimal q_m -zaryad to'langach, kondensatordagi kuchlanish maksimal U_m -qiymatiga etadi. Bunda kondensatordagi elektr maydon energiyasi maksimal qiymatga erishadi. So'ngra kalitni b klemmaga ulab, kondensator batareyadan ajratilib, simli g'altakka ulanadi. Kondensator simli g'altak orqali razryadlana boshlaydi. Natijada kondensatordagi



Elektr maydon g'altakdagi magnit maydoniga aylana boshlaydi. O'zinduksiya tufayli g'altakdagi magnit maydon qayta elektr maydoniga aylanadi. SHu jarayon davriy davom etib, tebranish konturida elektr maydon energiyasi magnit maydon energiyasiga, magnit maydon energiyasi esa elektr maydon energiyasiga aylanib elektromagnit tebranishlarni vujudga keltiradi.

Tebranish konturidagi elektr maydon energiyasi

$$W_{\rightarrow} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{c} q_m \quad (1)$$

ga, magnit maydon energiyasi esa

$$W_m = \frac{1}{2} \cdot L \cdot I_m^2 \quad (2)$$

ga teng bo'ladi.

Tebranish konturida tebranishlar sodir bo'layotgan vaqtda konturga tashqi kuchlanish berilmaganligi uchun kondensatordagi $U_c = \frac{q}{c}$ kuchlanishlar tushishi, g'altakdagi kuchlanish tushishi

$$U_L = L \cdot \frac{dI}{dt} = L \cdot \frac{d^2 q}{dt^2}$$

ning yig'indisi nolga teng bo'ladi, ya'ni

$$L \cdot \frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{q}{c} = 0 \quad (3)$$

ga teng bo'lib, bu ifodani L ga bo'lsak va

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}} \quad (4)$$

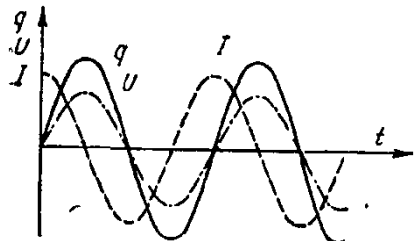
deb belgilash kiritsak (3) ifoda

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \omega_0^2 q = 0 \quad (5)$$

ko'rinishga keladi. Bunda ω_0 tebranish konturining xususiy chastotasidir. (5) tenglamani echimi

$$q = q_m \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (6)$$

bo'ladi.



Bu tenglamadan kondensator qoplamalaridagi zaryad miqdori garmonik qonun bo'yicha o'zgarganida, kondensatordagi kuchlanish

$$U = \frac{q}{C} = \frac{q_m}{C} \cos(\omega_0 t + \varphi) = U_m \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (7)$$

va zanjirdagi tok kuchi ham

$$I = \frac{dq}{dt} = -\omega_0 q_m \sin(\omega_0 t + \varphi) = I_m \cos\left[\omega_0 t + \left(\varphi + \frac{\pi}{2}\right)\right] \quad (8)$$

ko'rinishda garmonik qonun bo'yicha o'zgaradi.

Demak, tok kuchi zaryad va kuchlanishdan faza bo'yicha $\frac{\pi}{2}$ ga farq qiladi.

(4) ifodaga asosan tebranish konturining tebranish davri

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{L \cdot C} \quad (9)$$

ga teng bo'ladi. Bu ifoda Tomson formulasi deb yuritiladi.

Elektromagnit tebranishlar ham erkin (so'nuvchi) tebranishlar va majburiy (so'nmas) tebranishlardan iborat bo'ladi.

So'nuvchi elektromagnit tebranishlarni tebranish konturi hosil qilib, konturdagi tebranishlarni so'nish darajasi

$$\beta = \frac{R}{2L} \quad (10)$$

ga teng bo'ladi.

Bunda: β - konturdagi tebranishlarni so'nish darajasi.

R – konturning aktiv qarshiligi.

Konturdagi so'nuvchi tebranishlarni chastotasi

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{L \cdot C} - \frac{R^2}{4L^2}} \quad (11)$$

ga tengdir.

Bundan so'nuvchi tebranishlar chastotasining qiymati - ω konturning aktiv qarshiligi R kamaygan sari xususiy tebranishlar chastotasi - ω_0 ga yaqinlashib borishi kelib chiqadi.

So'nmas tebranishlar mavjud bo'lishi uchun konturga e.yu.k. i davriy ravishda o'zgaruvchan manba ulanishi kerak. Bu manba konturni sarflangan energiya kamayuvini to'ldirib turishi sababli tebranish konturining energiyasi doimiy saqlanadi. Bunda konturdagi tebranishlar so'nmas bo'lib, uni majburiy tebranishlar deyiladi.

Uch elektrodli elektron lampa (troid lampa) si yordamida so'nmas elektromagnit tebranishlar hosil qilish mumkin. Bu qurilma lampali generator deb yuritiladi. Lampali generator tebranish konturi va bu konturning L – g'altagi bilan induktiv bog'langan L_1 -g'altakli triod lampasidan iborat. LC – konturdagi tebranishlar lampani to'rida o'zgaruvchan e.yu.k. ni vujudga keltiradi. Bunga mos ravishda anod toki o'zgaradi.

Lampaning anod tokini o'zgarishi LC – konturdagi elektromagnit tebranishlariga monand ravishda sodir bo'layotgani uchun konturdagi tebranishlar davrida energiya kamayishi anod batareyasining energiyasini sarflash hisobiga avtomatik ravishda kompensatsiyalab turadi. SHu tariqa LC konturda so'nmas elektromagnit tebranishlar hosil qilinadi.

Kattaligi va yo'nalishi davriy ravishda o'zgaradigan tok – o'zgaruvchan tok deb ataladi. O'zgaruvchan tok manbaini e.yu.k. davriy ravishda garmonik qonunga asosan o'zgaradi, ya'ni

$$\varepsilon = \varepsilon_m \cdot \cos \omega t \quad (12)$$

ga teng bo'ladi. Bunda tok kuchining qiymatini

$$I = \frac{\varepsilon}{R} = \frac{\varepsilon_m \cos \omega t}{R} = I_m \cdot \cos \omega t \quad (13)$$

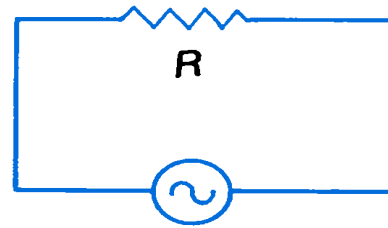
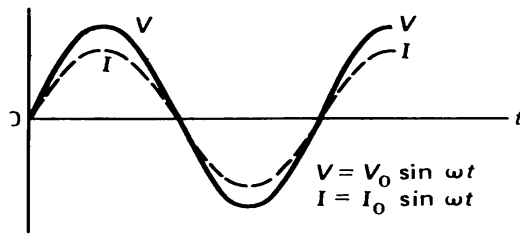
ga teng bo'ladi.

Bunda o'zgaruvchan tok manbaini e.yu.k. i tok kuchi bilan bir xil fazada o'zgarishi kelib chiqadi.

O'zgaruvchan tokning ayni momentdagi qiymati uning oniy qiymati deyiladi.

(13) ifodada I -tokni oniy qiymati

I_m -tokni amplituda (maksimal) qiymati



2-rasm. O'zgaruvchan tokda aktiv qarshilik. Tok kuchi va kuchlanishni fazalar bo'yicha o'zgarishi

O'zgaruvchan tokni harakterlovchi to'rtta kattalik mavjud:

1. Davri.
2. CHastotasi.
3. Fazasi.
4. Amplitudasi.

O'zgaruvchan tokni davri deganda tokning qiymati bir marta to'liq tebranish uchun ketgan vaqt oralig'i tushiniladi va uni T-harfi bilan belgilanadi.

O'zgaruvchan tok chastotasi birlik vaqt ichidagi tebranishlar soni bo'lib, uni ν -harfi bilan belgilanadi.

$$\nu = \frac{1}{T} \quad (14)$$

ko'rinishda yoziladi.

ω - siklik (davriy) chastota bo'lib, u chastota va davr bilan

$$\nu = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi} \quad (15)$$

ifoda orqali bog'lanadi.

O'zgaruvchan tokning fazosi $\omega \cdot t$ - dir.

O'zgaruvchan tokning amplitudasi – J_m bo'lib, bu kattalik o'zgaruvchan tok ega bo'lishi mumkin bo'lgan maksimal oniy qiymatini ifodalaydi.

Sanoatda va halq xo'jaligida chastotasi 50 Gs bo'lgan o'zgaruvchan tok ishlatiladi. Bu tok har bir davr moboynda o'z yo'nalishini 2 marta o'zgartiradi. (1 sek da esa 100 marta o'zgartiradi).

O'zgaruvchan tokning oniy qiymatlari noldan maksimal qiymatgacha bo'lgan fikran o'zgarib turganligi uchun uni hisoblashda o'zgaruvchan tokning effektiv qiymati tushunchasidan foydalaniladi.

O'tkazgichda birday vaqt ichida o'zgaruvchan tok ajrata oladigan miqdorda issiqlik ajrata oluvchi o'zgarimas tok qiymati o'zgaruvchan tokning haqiqiy yoki effektiv qiymati deyiladi.

Garmonik qonun bo'yicha o'zgaruvchan tok kuchining effektiv (J_{eff})-qiymati amplituda qiymati bilan

$$I_{\text{eff}} = \frac{I_m}{\sqrt{2}} \quad (16)$$

ifoda orqali bog'lanadi.

Xuddi shuningdek e.yu.k. va kuchlanishning effektiv qiymati amplituda qiymatidan $\sqrt{2}$ marta kichik bo'ldi, ya'ni

$$\varepsilon_{\text{эфф}} = \frac{\varepsilon_m}{\sqrt{2}} \quad (17)$$

va

$$U_{\text{эфф}} = \frac{U_m}{\sqrt{2}} \quad (18)$$

ga teng bo'ladi.

O'zgaruvchan tok zanjirida uch xil qarshilik mavjud:

1. Aktiv qarshilik – R
2. Sig'imi qarshilik – X_c
3. Induktiv qarshilik – X_L

Aktiv qarshilik – o'zgaruvchan tok o'tayotgan zanjirning o'zini o'tayotgan tokka ko'rsatadigan ta'siridir.

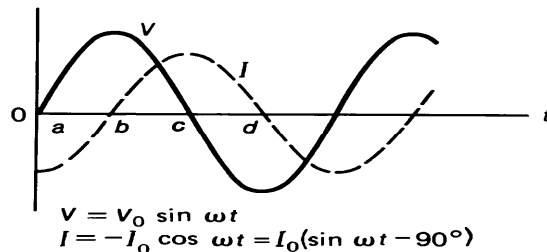
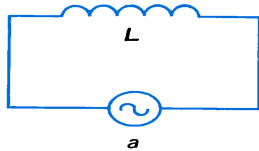
Aktiv qarshilikli zanjirda o'zgaruvchan tok kuchlanishi va tok kuchining fazalari bir xil bo'ladi.

Induktiv qarshilik – zanjirda induktiv g'altakni mavjudligi tufayli vujudga keladigan qarshilikdir.

Induktiv qarshilik tokning chastotasi va g'altak induktivligiga proporsional bo'lib,

$$X_L = \omega \cdot L \quad (19)$$

ga tengdir.



3-rasm. O'zgaruvchan tokda induktiv qarshilik. Tok kuchlanishdan 90°ga orqada qoladi.

Zanjirda induktiv g'altakni bo'lishi zanjirning qarshiligini oshiradi.

Sig'imi qarshilik – zanjirda kondensatorni bo'lishi sababli vujudga keladigan qarshilik bo'lib, u

$$X_c = \frac{1}{\omega \cdot c} \quad (20)$$

ga teng bo'ladi.

Sig'imi qarshilikning miqdori, kondensatorning sig'imi va tokning o'zgarish chastotasiga bog'liqdir.

ω va S qancha katta bo'lsa shuncha katta tok o'tadi va sig'im qarshilik shuncha kichik bo'ladi.

X_L va X_c – reaktiv qarshilik deyiladi.

O'zgaruvchan tok zanjirining umumiy qarshiligi

$$Z = \sqrt{R^2 + (x_L - x_c)^2} = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega c}\right)^2} \quad (21)$$

ga tengdir.

O'zgaruvchan tok zanjiri uchun Om qonuni

$$Z = \frac{U}{I} = \frac{U}{\sqrt{R^2 + (\varepsilon_L - \frac{1}{\varepsilon_c})^2}} \quad (22)$$

ko'rinishda ifodalanadi.

Tok kuchining amplituda qiymati:

$$I_0 = \frac{U_0}{Z} = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + (\omega_L - \frac{1}{\omega c})^2}}$$

va effektiv qiymati:

$$I_{\text{eff}} = \frac{U_{\text{eff}}}{Z} = \frac{U_{\text{eff}}}{\sqrt{R^2 + (\omega_L - \frac{1}{\omega c})^2}} \quad (23)$$

ga teng bo'ladi:

NAZORAT SAVOLLARI:

1. Elektromagnit tebranishni tushuntiring?
2. Tebranish konturi nima?
3. Lampali generatorni tushuntiring?
4. Tomson formulasini izohlang?
5. O'zgaruvchan tok qanday tok?
6. O'zgaruvchan tok zanjirida qanday qarshiliklar mavjud?
7. O'zgaruvchan tok zanjiri uchun Om qonuni formulasini yozing?

MA'RUZA

MAVZU: Tebranishlar va to'lqinlar

Reja:

1. Mexanik tebranish. Garmonik tebranish.
2. Mayatniklar. So'nuvchi va majburiy tebranish. Rezonans hodisasi.
3. Elektromagnit tebranish.
4. Tebranish konturi. Tomson formulasi.
5. So'nmas tebranish. Lampali generator.

Tayanch iboralar.

- | | |
|-------------------------------------|------------------------|
| 1. Tebranish. | 5. Majburiy tebranish. |
| 2. Garmonik tebranish. | 6. Rezonans hodisasi. |
| 3. Matematik va prujinali mayatnik. | 7. Fizik mayatnik. |
| 4. So'nuvchi tebranish. | |

Vaqt o'tishi bilan takrorlanuvchi harakat yoki fizik jarayonlar **tebranishlar** deb ataladi. Tabiatda va texnikada tebranma harakatlar keng tarqalgandir. Misol

uchun soat mayatnigining tebranishi, o'zgaruvchan elektr toki va boshqalar. SHuning uchun tebranma harakatlarning fizik tabiatiga qarab ularni mexanik, elektromagnit tebranishlar va boshqalarga ajratish mumkin. Ammo tebranma harakat yoki jarayonlar turli bo'lishiga qaramay, ularning barchasi umumiy qonuniyatlar asosida yuzaga keladi. Jism yoki fizik jarayon muvozanat vaziyatiga ega bo'lishi zarur va uni shu holatidan chiqarish va avvalgi vaziyatiga qaytaruvchi kuchlar mavjud bo'lishi kerak. Agar jism dastlab olgan energiyasi hisobiga muvozanatdan chiqib, tashqi kuch yo'q holatida o'z tebranishlarini ancha vaqt amalga oshirib tursa, bunday tebranishlar **erkin yoki xususiy tebranishlar** deb ataladi. Ular orasida eng sodda ko'rinishi **garmonik tebranishlardir**. Jismning muvozanat vaziyatdan goh bir tomonga, goh qarama-qarshi tomonga davriy takrorlanuvchi harakat jarayoni tebranma harakat (tebranish) deb ataladi. Jismni tebranma harakati amalga oshishi uchun quyidagi ikki shart bajarilishi kerak:

1. Jism muvozanat vaziyatiga ega bo'lishi kerak.
2. Jism muvozanat vaziyatidan chiqarilgach, uni avvalgi vaziyati tomon qaytaruvchi kuch vujudga kelishi kerak.

Tebranma harakat quyidagi kattaliklar yordamida xarakterlanadi:

1. Tebranish amplitudasi – tebranayotgan jismning muvozanat vaziyatidan eng chekka siljishidir.
2. Tebranish davri – jismning bir marta to'la tebranishi uchun ketgan vaqt oralig'idir.

Agar jism t vaqt davomida n -marta tebrangan bo'lsa, uning davri

$$T = \frac{t}{n} \quad (1)$$

teng bo'ladi.

3. Tebranish chastotasi – birlik vaqt davomidagi tebranishlar soni, ya'ni davrga teskari bo'lgan kattalikdar.

$$\nu = \frac{1}{T} \quad (2)$$

Bunda ν – tebranish chastotasi.

Tebranish chastotasi birligi qilib SI – sistemasida 1 Gers qabul qilingan.

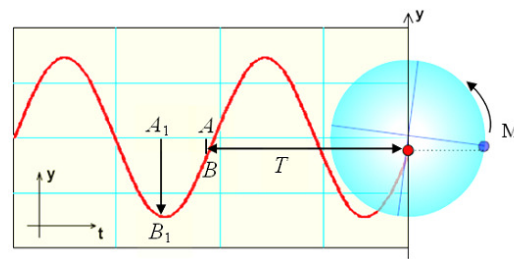
$$[\nu] = \left[\frac{1}{T} \right] = \left[\frac{1}{1 \text{ sek}} \right] = [1 \text{ герц } (1 \text{ Гц})]$$

Tebranishlarnig eng oddiy turi garmonik tebranishdir. Jismning siljishiga proporsional ravishda muvozanat vaziyati tomon yo'nalgan kuch ta'sirida sodir bo'luvchi tebranishlar – garmonik tebranish deyiladi.

Garmonik tebranishlarda tebranuvchi kattaliklar vaqt o'tishi bilan sinus yoki kosinus qonuniyatlariga bo'ysungan holda o'zgarishi kuzatiladi:

$$y = A \sin(\omega_0 t + \varphi) \quad (3)$$

Gorizontal o'q bo'yicha vatqning o'zgarishini, vertikal o'q bo'yicha esa siljishining o'zgarishini keltirsak, siljishning o'zgarishini grafik ravishda tassavur qilish mumkin. Natijada sinusoida qonuniyatini kuzatamiz (1 - rasm).

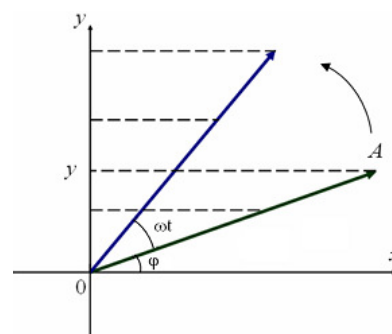


1 - rasm. Moddiy nuqtaning aylana traektoriyasidagi holatini u o'qqa proeksiyasining garmonik tebranishi

Bu erda istalgan vertikal AV kesma shu vaqtdagi siljishni ko'rsatadi, A_1V_1 – amplitudaning maksimal qiymatini, T – tebranish davrini ko'rsatadi.

Garmonik tebranishlarning grafik tasvirlash usullaridan yana biri **vektor diagrammalar** usuli hisoblanadi

(2 - rasm). 0 nuqta atrofida ω_0 o'zgarmas burchak tezlik bilan aylanayotgan, miqdor jihatdan o'zgarmas A amplitudaga teng bo'lgan vektorni tasavvur qilamiz. Istalgan t vaqtdagi A vektorning vertikal o'qqa proeksiyasi siljishga tengdir, gorizontal o'q bilan hosil qilgan burchagi esa tebranishning fazasini bildiradi.



2 - rasm. Garmonik tebranishning vektor diagramma orqali grafik tasviri

N nuqtaning siljishini t vaqt ichidagi bosib o'tgan yo'li deb hisoblasak, t vaqtdagi uning tezligi quyidagiga teng bo'ladi:

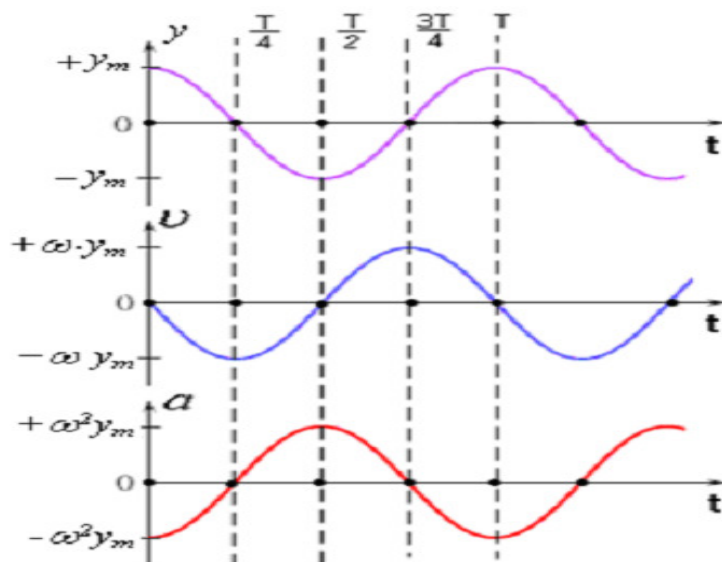
$$v = \frac{dy}{dt} = \omega A \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (4)$$

Tezlanishni ham shunday aniqlaymiz:

$$a = \frac{dv}{dt} = -\omega^2 A \sin(\omega_0 t + \varphi) \quad (5)$$

Garmonik tebranayotgan nuqtaning tezlanishi siljishga proporsional bo'lib, ishorasi yo'nalishga teskaridir.

(3) -, (4) - va (5) - ifodalar garmonik tebranishning **kinematik qonunlaridir** (3 - rasm).



3 - rasm. Garmonik tebranish kinetik parametrlarining vaqtga bog'liq o'zgarishlari

Garmonik tebranma harakat qiluvchi tizimlarga turli ko'rinishdagi mayatniklarni misol tariqasida keltirish mumkin.

Muvozanat vaziyati atrofida tebranma harakat qila oladigan qattiq jism mayatnik deb ataladi.

Mayatnikni quyidagi turlari mavjud.

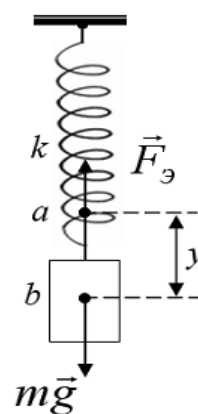
1. Prujinali mayatnik.
2. Matematik mayatnik.
3. Fizik mayatnik.

Prujinali mayatnik – yuqori tarafi qo'zg'almas etib qotirilgan spiralli prujinaning pastiga ilingan m – massali yukchadan iboratdir (4 - rasm).

Prujinaning massasi yukchanning massasidan juda kichik

deb hisoblanadi. SHuning uchun uning massasi hisobga

olinmaydi. Yukcha a holatda bo'lganida, yukning og'irligi bilan cho'zilgan prujinaning elastiklik kuchi muvozanatda ekanligini e'tiborga olamiz. Agar spiralli prujinani cho'zib, yukchani b nuqtaga siljitib qo'yib yuborsak, u holatda yukcha yuqori va pastga qarab tebrana boshlaydi. Demak, t vaqtda, yukcha b nuqtada bo'lganida yukchaga ta'sir etuvchi kuchni quyidagicha ifodalaymiz:



4 - rasm. Prujinali mayatnik

$$F = -ky \quad (6)$$

Bu erda k – prujinaning elastiklik kuchi, u yukning siljishiga (y) ga proporsionaldir. Agarda prujinali mayatnikning garmonik tebranishini hisobga olsak, (6) - ifodani (5) – ifoda bilan solishtirib quyidagi tenglikka ega bo'lamiz: $\vec{F} = ma = -m\omega^2 A \sin(\omega_0 t + \varphi) = -m\omega^2 \vec{y} = -k\vec{y}$

$$k = m\omega^2 = m \frac{4\pi^2}{T^2} \quad (7)$$

Prujinali mayatnikning tebranish davri

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{m}{k}} \quad (8)$$

Uning tebranish chastotasi.

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\kappa}{m}} \quad (9)$$

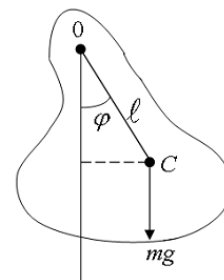
ga tengdir.

Fizik mayatnik – bu og‘irlik markazi C nuqtadan o‘tgan, O o‘q markazi atrofida tebranadigan jismdan iboratdir (5 - rasm).

Bu erda O – tebranish o‘qi markazi, S – tebranayotgan m – massali jismning og‘irlik markazi, mg – jismning og‘irlik kuchi, l – fizik mayatnikning elkasi. Agar mayatnik kichik φ burchakka og‘dirilsa, mayatnikka qo‘yilgan kuch momenti

$$M = -mgl \cdot \sin\alpha = -mgl\varphi \quad (10)$$

ga teng bo‘ladi.



5-rasm. Fizik mayatnik

Aylanma harakatning asosiy qonunini

$$M = J \frac{d\varphi^2}{dt^2} \quad (11)$$

(10) – ifodaga tenglashtirasak, quyidagi ifodaga ega bo‘lamiz

$$J \frac{d\varphi^2}{dt^2} = -mgl\varphi$$

$$\frac{d\varphi^2}{dt^2} + mgl\varphi = 0 \quad (12)$$

Bundan fizik mayatnikning siklik chastotasi

$$\omega = \sqrt{\frac{mgl}{J}}$$

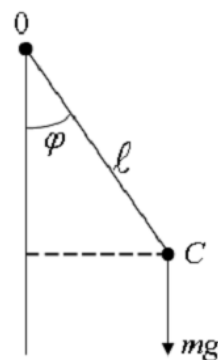
ga teng bo‘linishi ko‘rinib turibdi. Fizik mayatnikning tebranish davrini quyidagicha ifodalash mumkin:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mgh}} \quad (13)$$

Matematik mayatnik – cho‘zilmaydigan, vazinsiz ipga osilgan moddiy sharchadir.

Matematik mayatnik – og‘irligi hisobga olinmaydigan l uzunlikdagi ipga osilgan m massali moddiy nuqtadir (6 - rasm). U fizik mayatnikning xususiy holidir. Ip vertikal o‘qdan kichik φ burchakka siljitsa, m massali moddiy nuqtaning inersiya momenti $J = ml^2$ ga teng bo‘ladi. (13) - ifodaga inersiya momenti qiymatini qo‘ysak, matematik mayatnikning tebranish davri ifodasiga ega bo‘lamiz:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mgl}} = 2\pi \sqrt{\frac{ml^2}{mgl}} = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}$$



6 - rasm Matematik mayatnik

Matematik mayatnik og‘irlik kuchi potensial tashkil etuvchisi ta’sirida tebranma harakat qiladi. Bunda l – mayatnik uzunligi. T – taranglik kuchi. mg – og‘irlik kuchi.

Matematik mayatnikni muvozanat vaziyatida $T = mg$ bo‘ladi. Agar mayatnik muvozanat vaziyatidan og‘ganida $T \neq mg$ bo‘lib, ularning teng ta’sir etuvchisi $F = T + mg$ bo‘ladi. SHakldan

$$F = -mg \cdot \sin \alpha \quad (14)$$

ga teng.

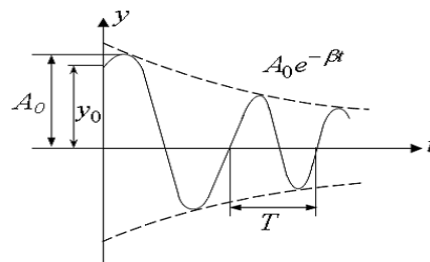
Mexanik tebranishlar ikki xil bo‘ladi:

1. Erkin tebranish.
2. Majburiy tebranish.

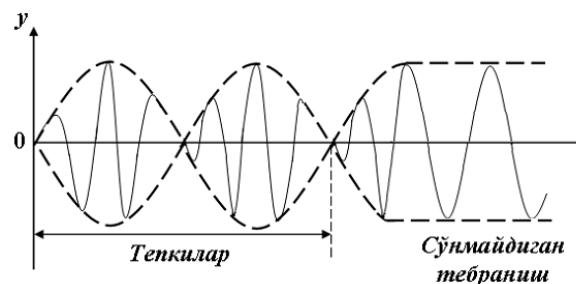
Erkin tebranish – muvozanat vaziyatidan chiqarilgan jismni ichki kuchlar hisobiga qiladigan tebranma harakatidir.

Erkin tebranish so‘nuvchi tebranishdir uning amplitudasi vaqt o‘tishi bilan kamayib boradi, chunki sistemaga muhit qarshiligi ta’sir etadi.

Majburiy tebranishlar – tashqi davriy kuch ta’siridagi tebranishlardir. Majburiy tebranishlar so‘nmaydigan tebranish. Bunday tebranishni hosil qilish uchun sistemaga qo‘shimcha davriy tashqi o‘zgaruvchan kuch ta’sir etib turishi kerak



7 - rasm. Erkin so‘nuvchi tebranishning amplitudasining vaqtga bog‘liq o‘zgarishi



8 - rasm. Toza majburiy garmonik tebranishning hosil bo‘lishi

Bu kuch bajargan ish sistema tomonidan muhit qarshiligini engishga sarflangan energiya kamayivuni to'ldirib turadi. Davriy ravishda o'zgarib turadigan bunday tashqi kuchni majbur etuvchi kuch deyiladi. Boshlang'ich paytda muvozanat vaziyatida turgan jismga garmonik qonun bo'yicha o'zgaruvchan

$$F = F_0 \cos \omega t \quad (15)$$

kuch ta'sir etadi. Bunda: F_0 – majbur etuvchi kuch amplitudasi, ω - chastotasi. Majburiy tebranishlar amplitudasi

$$A = \frac{F_0}{m \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta\omega^2}} \quad (16)$$

ga teng bo'lib, bunda

β - so'nish ko'rsatkichi.

m – massa.

ω_0 - xususiy tebranishlar chastotasi.

ω - majburiy kuch chastotasi.

F_0 va m o'zgarmas bo'lganda β -ning turli qiymatlari uchun A ning ω ga bog'liqlik grafigi quyidagicha bo'ladi. $\omega = 0$ bo'lganda, ya'ni majbur etuvchi kuchning qiymati o'zgarmaganda (16) ifodadan

$$A = \frac{F_0}{m \omega_0^2} = \frac{F_0}{\kappa} \quad (17)$$

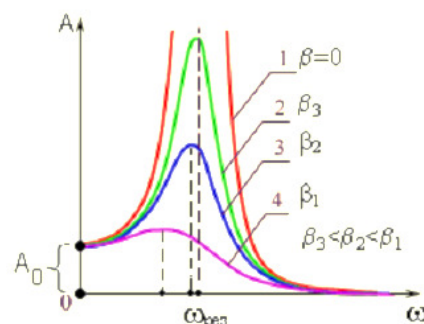
kelib chiqadi.

SHakldan ω ning biror oraliq qiymatida amplituda maksimal qiymatiga erishadi. Bu hodisa, ya'ni majbur etuvchi kuch chastotasining biror aniq qiymatida majburiy tebranishlar amplitudasining keskin ortib ketishi rezonans hodisasi deb ataladi. Rezonans hodisasi amalga oshgan holdagi majbur etuvchi kuchning chastotasi rezonans chastota deb, amplitudaning maksimal qiymatini esa rezonans amplituda deb ataladi. Rezonans chastota va rezonans amplituda β ga bog'liq bo'lib,

β kamaygan sari ω_p ortib boradi va xususiy tebranishlar chastotasi - ω_0 ga yaqinlashib boradi.

$\beta = 0$ bo'lganida rezonans amplitudaning qiymati cheksiz katta bo'ladi.

Rezonans hodisasi fizik jarayonlarda va texnikada muhim rol o'ynaydi. Radiotexnikada turli chastotali tebranishlar yig'indisidan ma'lum chastotali tebranishni ajratib olishda rezonans hodisasidan foydalaniladi. Ba'zi hollarda rezonans juda zararli bo'lib, u katta deformatsiyani keltirib chiqaradi va inshootlarni buzilishiga sababchi bo'ladi. Turli mashinalar va inshootlarni loyihalash jarayonida rezonans e'tiborga olinadi.



9 - rasm. Majburiy tebranishlar amplitudalarining rezonans chiziqlari

NAZORAT SAVOLLARI:

1. Tebranma harakat nima?
2. Garmonik tebranishni tushuntiring?
3. Mayatnik nima va uni qanday turlari mavjud?
4. Qanday tebranish soʻnuvchi tebranish boʻladi?
5. Majburiy tebranish qanday tebranish?
6. Rezonans hodisasini tushuntiring?
7. Rezonans hodisasini ahamiyati va uni zararini tushuntiring?
8. Elektromagnit tebranishni tushuntiring?
9. Tebranish konturi nima?
10. Lampali generatorni tushuntiring?
11. Tomson formulasini izohlang?

7-MA'RUZA

MAVZU: Mexanik va elektromagnit toʻlqinlar

Reja:

1. Mexanik toʻlqin.
2. Koʻndalang boʻylama va turgʻun toʻlqinlar.
3. Tovush toʻlqinlari.
4. Elektromagnit toʻlqin.
5. Maksvell tenglamasi.

Tayanch iboralar.

- | | |
|--|---------------------------|
| 1. Toʻlqin. | 5. Turgʻun toʻlqin. |
| 2. Koʻndalang toʻlqin. Boʻylama toʻlqin. | 6. Elektromagnit toʻlqin. |
| 3. Lampali generator. | 7. Maksvell tenglamasi |
| 4. Tovush toʻlqin | |

Tebranishlarni muhitda tarqalish jarayoni – toʻlqin deb ataladi. Mexanik tebranishlarni biror muhitda tarqalishdan mexanik toʻlqinlar hosil boʻladi. Toʻlqinning tarqalish yoʻnalishi nur deb ataladi. Ixtiyoriy t vaqt tebranishlar etib kelgan muhit zarralarining geometrik oʻrni toʻlqin fronti deyiladi. Toʻlqin frontining shakli muhit xossalari, tebranish manbaining shakli va oʻlchamlariga bogʻliqdir. Bir jinsli muhitda joylashgan nuqtaviy tebranish manbaidan tarqalayotgan toʻlqin fronti sferik shaklida boʻlgani uchun mazkur toʻlqinlar sferik toʻlqinlar deb nomlanadi.

Tebranish manbai tekislik shakliga ega boʻlsa, manbaga yaqin sohalardagi toʻlqin fronti tekislikdan iborat boʻlib, uni yassi toʻlqinlar deyiladi.

Toʻlqin tarqalganida toʻlqinni hosil qiluvchi zarralar koʻchmaydi balki ular bir joyda turib tebranadi. Toʻlqinni hosil qiluvchi zarralarning tebranishiga qarab ikki xil toʻlqin:

1. Koʻndalang toʻlqin.

2. Bo'ylama to'lqin hosil bo'ladi.

Agar muhit zarralari nurga perpendikulyar ravishda tebransa ko'ndalang to'lqin hosil bo'ladi. Ko'ndalang to'lqinlarning tarqalish jarayonida muhit qatlamlarining bir-biriga nisbatan siljishi, ya'ni siljish deformatsiyasi sodir bo'ladi. Suyuqlik va gazlarda siljish deformatsiyasi sodir bo'lmagani uchun ularda ko'ndalang to'lqinlar vujudga kelmaydi. Ko'ndalang to'lqin faqat qattiq jismlarda vujudga keladi

Agar muhit zarralari nurga parallel ravishda tebranishidan bo'ylama to'lqin hosil bo'ladi.

Bo'ylama to'lqinning tarqalish jarayonida muhit zarralari nur yo'nalishida va unga teskari yo'nalishda siljiydi va buning natijasida muhit zarralarini zichlanishi va siyraklanishi vujudga keladi

Zichlanish va siyraklanishlar vujudga kelgan sohalarda hajm o'zgarishini paydo bo'lishi hisobiga elastik kuchlar vujudga keladi. SHu sababli bo'ylama to'lqinlar qattiq, suyuq, gaz holatdagi muhitlarda sodir bo'ladi. Amplitudalari va chastotalari bir xil bo'lgan ikki yassi to'lqin bir-biriga qarab harakatlanganda uchrashishi natijasida hosil bo'lgan to'lqin – turg'un to'lqin deyiladi

Turg'un to'lqin hosil bo'lishi uchun to'siqqa tushayotgan va to'siqdan qaytayotgan to'lqin uchrashishi lozim.

To'siqqa tushayotgan to'lqin tenglamasi

$$\xi_1 = A \cos \omega \left(t - \frac{x}{u} \right) \quad (1)$$

To'siqdan qaytayotgan to'lqin tenglamasi

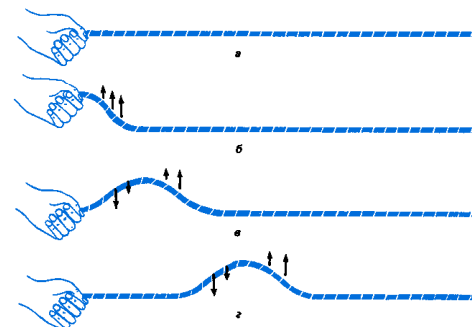
$$\xi_2 = A \cos \omega \left(t + \frac{x}{u} \right) \quad (2)$$

bo'lganidan natijaviy turg'un to'lqin tenglamasm:

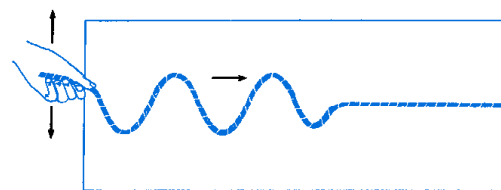
$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = 2 A \cos \omega \frac{x}{u} \cos \omega t \quad (3)$$

ga teng bo'ladi.

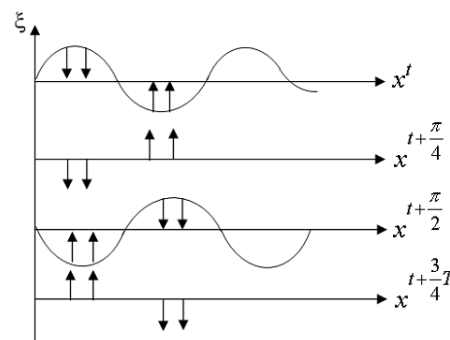
Bunda: ξ - zarrani muvozanat vaziyatidan siljishi.



1-rasm. Tulkin impulsini arqon bo'ylab harakati. Arqon zarrachalarining tezligi strelkalar bilan ko'rsatilgan.



2-rasm. Arqon bo'ylab chopuvchi to'lqin.



3 - rasm. Turg'un to'lqinlar

X – zarrani tebranish manbaidan uzoqligi.

u – to‘lqinni muhitda tarqalish tezligi.

t – vaqt.

To‘lqin harakatini ifodalovchi to‘lqin harakatining differensial tenglamasi $\xi = \xi(x, y, z)$ bo‘lganidan

$$\frac{d^2 \xi}{dx^2} + \frac{d^2 \xi}{dy^2} + \frac{d^2 \xi}{dz^2} = \frac{1}{u^2} \cdot \frac{d^2 \xi}{dt^2} \quad (4)$$

ga teng bo‘ladi.

Mexanik to‘lqinlari biror muhitda tarqalishidan tovush to‘lqinlari (tovush) hosil bo‘ladi. CHastotasiga qarab tovushni o‘ch turi mavjud:

1. Infratovush.
2. Akustik tovush.
3. Ultratovush.

CHastotasi 16 Gers gacha bo‘lgan tovushlar infratovush deb atalib, uni insonni va hayvonlarni eshitish organi tovush sifatida qabul qila olmaydi, ya’ni eshitmaydi.

CHastotasi 16 Gers dan 20.000 Gers gacha bo‘lgan tebranishlarni insonni eshitish organi tovush sifatida qabul qila oladi, ya’ni eshitadi. Bunday tovushlar akustik tovushlar deb ataladi. Tabiatdagi biz eshita oladigan barcha tovushlar (inson va hayvonlarni tovushi, musiqa tovushlari) akustik tovushlardir.

CHastotasi 20.000 Gersdan katta bo‘lgan tovushlar ultratovush deb ataladi. Bu tovushni insonlarni eshitish organlari eshita olmaydi, ammo bu tovush chastotasi yuqori bo‘lganligi uchun undan ba’zi bir kassaliklarni davolashda ishlatiladi. Bu tovushlar suvda yaxshi tarqalalgani uchun undan radiolakatsiya ishlarini bajarishda foydalaniladi.

1860 yillarda ingliz olimi Maksvell elektr va magnit hodisalarining yagona nazariyasini yaratdi. Bu nazariya elektromagnit maydon nazariyasi deb atalib u quyidagi ikkita postulotga asoslanadi:

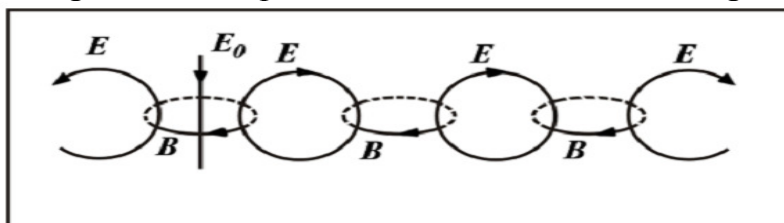
1. O‘zgaruvchan magnit maydon tufayli uyurmaviy elektr maydon vujudga keladi.
2. O‘zgaruvchan elektr maydon tufayli uyurmaviy magnit maydon vujudga keladi.

Birinchi postulot elektromagnit induksiya hodisasini, ikkinchi postulot esa magnitoelektrik induksiya hodisasini ifodalaydi. O‘zgaruvchan elektr maydonini Maksvell siljish toki deb atagan. Bu maydon xuddi odatdagi tok singari magnit maydon hosil qiladi. Siljish toki magnit maydon hosil qilish qobiliyati jihatdagina o‘tkazuvchanlik tokiga ekvivalentdir. Siljish toki o‘tkazgichdan o‘tgan vaqtda Joule-Lens issiqligi hosil bo‘lmaydi.

Elektr maydon bilan magnit maydon o‘rtasidagi o‘zaro bog‘lanish kashf qilinganidan so‘ng, bu maydonlar bir-biridan mustaqil mavjud bo‘la olmasligi ayyon bo‘lib qoldi. O‘zgaruvchan magnit maydon bor erda o‘zgaruvchan elektr maydoni mavjud bo‘ladi va aksincha.

Bu ikkala maydon bir-biri bilan bog‘langan bo‘lib, ular birgalikda elektromagnit maydonni tashkil etadi. Elektromagnit maydon uyurmaviy

harakterga ega, ya'ni vujudga keltirayotgan maydonning kuch chiziqlari vujudga kelayotgan maydonning kuch chiziqlari bilan konsentrik o'rab olingan.



4-rasm. Elektromagnit to'qlinlarning tarqalishi

Bunda: $\vec{E}_0$ - to'g'ri chiziq birlamchi o'zgaruvchan elektr maydoni.

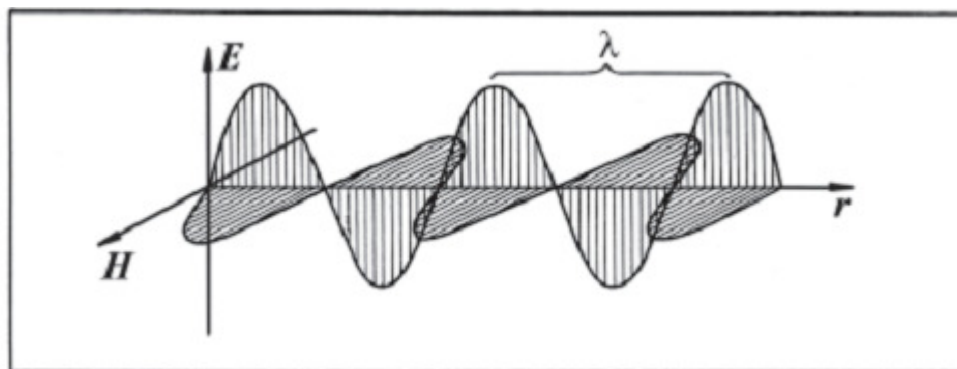
$\vec{B}$ -gorizontal aylanalar ikkilamchi o'zgaruvchan magnit maydoni.

$\vec{E}$ - gorizontal aylanalar ikkilamchi o'zgaruvchan elektr maydoni.

Fazodagi elektromagnit maydon energiyasining zichligi

$$\omega_{\text{эл.м.м}} = \omega_{\text{эл}} + \omega_{\text{м}} = \frac{1}{2}(\epsilon\epsilon_0 E^2 + \mu\mu_0 H^2) \quad (5)$$

ga teng bo'ladi.



5-rasm. Elektromagnit to'qlinlarning tarqalishi

Bunda E va H – elektr va magnit maydon kuchlanganliklari.

Elektromagnit maydonda elektr va magnit maydonlar energiyalarining zichliklari har bir momentda birday bo'ladi, ya'ni

$\omega_{\text{э}} = \omega_{\text{м}}$ ga teng bo'ladi. Davriy ravishda o'zgaruvchi elektromagnit maydonning fazoda tarqalish jarayoni – elektromagnit to'qlin deyiladi. Elektromagnit to'qlinni o'zaro perpendikulyar tekislikda yotuvchi elektr maydon kuchlanganlik vektori - $\vec{E}$ va magnit maydon kuchlanganlik vektori $\vec{H}$ - orqali tasvirlash mumkin.

Maksvell nazariyasiga asosan, elektromagnit to'qlinning biror muhitda tarqalish tezligi shu muhitning elektr va magnit x ususiyatlariga bog'liq bo'lib, uning qiymati

$$v = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \sqrt{\mu \epsilon}} \quad (6)$$

ga teng bo'lib, vakuum uchun μ va ϵ birga teng bo'lganidan

$$C = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} \quad (7)$$

ga teng bo'ladi.

$$(7) \text{ va } (6) \text{ ifodadan } g = \frac{c}{\sqrt{\mu \varepsilon}} \quad (8)$$

kelib chiqadi.

Bunda: s-vakuumda elektromagnit to'liqinni tarqalish tezligi $c = 3 \cdot 10^8 \frac{M}{c}$ ga teng.

Elektromagnit maydon energiyasining zichligini elektromagnit to'liqinni tezligiga ko'paytirsak birlik vaqtda birlik yuza orqali ko'chirilayotgan energiyani, ya'ni energiya oqimini zichligini xarakterlaydigan kattalik hosil bo'ladi.

$$s = \omega \cdot \nu = E \cdot H \quad (9)$$

Bu ifodani vektor ko'rinishida

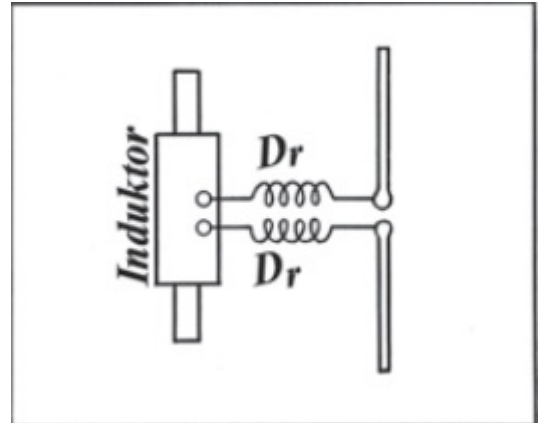
$$\vec{s} = [\vec{E} \cdot \vec{H}] \quad (10)$$

yozamiz.

$\vec{E}$ va $\vec{H}$ o'zaro perpendikulyar bo'lgani uchun, bu vektorlarning vektor ko'paytmasi $\vec{S}$ vektordir. $\vec{S}$ vektorni Umov – Poyting vektori deb ataladi.

Elektromagnit to'liqinni 1888 yilda dunyoda birinchi bo'lib, nemis fizigi Gers o'z qurilmasi yordamida hosil qiladi. Bu qurilmani uni sharafiga Gers vibratori deb ataladi.

Gers vibratori elektromagnit to'liqinni hosil qildi va uni fazoga tarqatdi. Gers vibratorining elektromagnit tebranishlari bir-biridan bir oz kechikib keluvchi so'nuvchi tebranishlar seriyasidan iborat bo'ladi. Gers o'z tajribalarida elektromagnit tebranishlar chastotasini 10^8 Gs gacha etkazdi va uzunligi 10 m dan 0.6 m gacha bo'lgan to'liqin oldi.



6-rasm. Gers vibratori

1895 yilda rus fizigi A.S.Popov elektromagnit to'liqinni nurlatish quvvatini ortiruvchi qurilma antennani kashf etdi. Elektromagnit to'liqlar ta'sirida yuqori chastotali o'zgaruvchan toklar uyg'otadigan o'tkazgichlar qabul qiluvchi antennalar deyiladi. Qabul qiluvchi antenalardan foydalanib, elektromagnit to'liqlar ustida qilingan tajribalar asosida A.S.Popov 1895 yil 7-mayda dunyoda birinchi bo'lib radioni kashf etdi.

8-MA'RUZA

MAVZU: Optika. Geometrik optika. Fotometriya.

Reja:

1. Optika to'g'risida tushuncha.
2. Geometrik optika va uning qonunlari.
3. Yorug'lik tezligi va uni tajribada o'lchash.
4. Fotometriya.
5. Yorug'lik oqimi. Yorug'lik kuchi. Yoritilganlik.

Tayanch iboralar

- | | |
|----------------------|---------------------|
| 1. Optika. | 5. Yorug'lik oqimi. |
| 2. Yorug'lik. | 6. Yorug'lik kuchi. |
| 3. Geometrik optika. | 7. Yoritilganlik. |
| 4. Fotometriya. | 8. Lyuks. |

Yorug'lik hodisalari va qonunlari yorug'likning tabiati hamda uning modda bilan o'zaro ta'siri o'rganiladigan fizikaning bir bo'limi – optika deb ataladi.

Yorug'lik ma'lum diapazondagi elektromagnit to'lqinlardan iborat. Inson ko'zi butun nurlanish tarkibidan faqat to'lqin uzunligi $3,8 \cdot 10^{-7}$ dan $7,7 \cdot 10^{-7}$ gacha bo'lgan nurlarigina ko'ra oladi. To'lqin uzunligi $3,8 \cdot 10^{-7}$ dan qisqa bo'lgan nurlar ultrabinafsha $7,7 \cdot 10^{-7}$ dan katta bo'lgan nurlar infraqizil nurlar deb atalib, ular ko'zga ko'rinmaydi.

Jismlardan yorug'lik qaytib ko'zimiz tushgandagina biz ularni ko'ramiz. O'zidan yorug'lik chiqaruvchi jismlar – yorug'lik manbalari deb ataladi va ular ikki gruppaga bo'linadi:

1. Tabiiy manba.
2. Sun'iy manba.

Tabiiy manbalarga – Quyosh, yulduzlar, nur organizmlar misol bo'ladi.

Sun'iy manbalarga – cho'g'langan jismlar, tok o'tganda nur sochuvchi jismlar misol bo'ladi.

Odatda yorug'lik manbalari ma'lum o'lchami jismlar bo'ladi, lekin ko'pgina aniq hisoblashlarda nuqtaviy yorug'lik manbai tushunchasidan foydalanib, bunda manba o'lchami hisobga olinmaydi.

Yorug'lik turli to'lqin uzunlikdagi to'lqinlardan iborat bo'lib, bunday yorug'likni murakkab yorug'lik deyiladi. Har qanday yorug'lik manбайдan keladigan yorug'lik murakkab yorug'lik bo'lib, u turli rangdagi manoxromatik yorug'likdan tashkil topgandir. Mo'ayyan to'lqin uzunlikdagi alohida rangdagi yorug'lik – manoxromatik yorug'lik deyiladi.

Yorug'likning tarqalishi yorug'lik to'lqinlari energiyasining ko'chishidan iboratdir. Yorug'lik havoda yorug'lik dastasini hosil qilib, ya'ni yorug'lik shu'lasi ko'rinishida tarqaladi. Yo'nalishlari fazoning istalgan nuqtasida yorug'lik energiyasining ko'chish yo'nalishi bilan usta-ust tushgan geometrik chiziq – yorug'lik nuri deyiladi. Yorug'lik nuri – geometrik tushuncha bo'lgani uchun,

yorug'lik nuri va uning tarqalish hodisalarini o'rganuvchi optikaning bir bo'limi – geometrik optika deb yuritiladi.

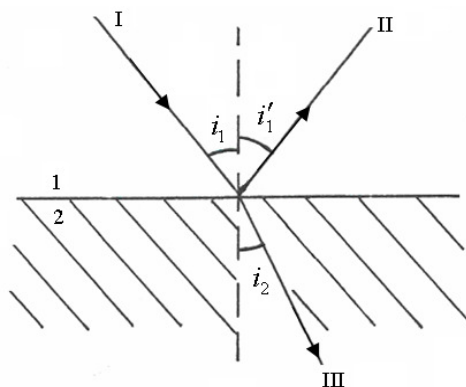
Geometrik optikaning quyidagi uchta qonuni mavjud:

1. Yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalish qonuni.
2. Yorug'likning qaytish qonuni.
3. Yorug'likning sinish qonuni.

Yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalish qonuniga asosan, yorug'lik bir jinsli muhitda to'g'ri chiziq bo'ylab tarqaladi. Yorug'lik yo'liga qo'yilgan buyumlarning soya va yarim soyaning hosil bo'lishi yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalishini tasdiqlaydi. Quyosh va Oy tutilishi ham yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalishidan hosil bo'ladi.

Yorug'lik nuri bir jinsli muhitdan ikkinchi muhitga o'tganda ikkinchi muhit shaffof bo'lmasa yorug'lik ikkinchi muhitdan birinchi muhitga qaytadi, bunda yorug'likning qaytish hodisasi sodir bo'ladi.

OO¹-normal, tushish nuqtasiga o'tkazilgan perpendikulyar. Yorug'likning qaytish qonuniga asosan tushuvchi nur, qaytuvchi nur va normal bir tekislikda yotadi.



1-rasm. Ikki muhit chegarasida yorug'likni sinishi va qaytishi

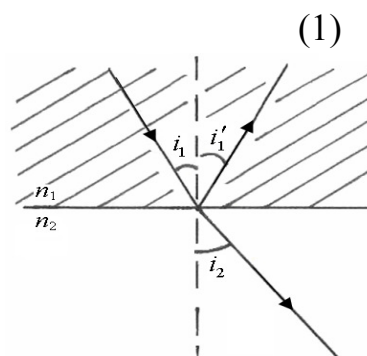
Yorug'likning tushish burchagi qaytish burchagiga har doim teng bo'ladi:

$$\angle i_1 = \angle i_1'$$

Yorug'lik bir jinsli muhitdan ikkinchi muhitga tushganda, ikkinchi muhit shaffof bo'lsa, bunda yorug'lik ikkinchi muhitga sinib o'tib, ikkinchi muhitda tarqalish yo'nalishini davom ettiradi. Bunda yorug'likning sinish hodisasi ro'y beradi.

i_1 - tushish burchagi.

i_2 - sinish burchagi.



2 - rasm. Har xil sindirish ko'rsatkichli muhitlar chegarasida sinish xodisasi

Yorug'likning sinishi quyidagi qonunga bo'ysunadi:

1. Tushuvchi nur, normal qaysi tekislikda yotsa singan nur ham shu tekislikda yotadi.
2. Tushish burchagi sinusining sinish burchagi sinusiga nisbati berilgan ikki muhit uchun o'zgarmas kattalik bo'lib, ikkinchi muhitning birinchi muhitga nisbatan nisbiy sindirish ko'rsatkichi deyiladi.

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_{2,1} \quad (2)$$

$n_{2,1}$ – nisbiy sindirish ko'rsatkichidir.

Biror muhitning vakuumga nisbatan sindirish ko'rsatkichi shu muhitning absolyut sindirish ko'rsatkichi deyiladi.

$$\frac{n_2}{n_1} = n_{2,1} \quad (3)$$

n_1 – absolyut sindirish ko'rsatkichi birinchi muhitning

n_2 – ikkinchi muhitning absolyut sindirish ko'rsatkichi.

Absolyut sindirish ko'rsatkichi yorug'likning vakuumdagi tezligi – c , muhitda tarqalish tezligi – v dan necha marta katta ekanligini ko'rsatadi.

$$n = \frac{c}{v} \quad (4)$$

(4) va (2) ifodadan:

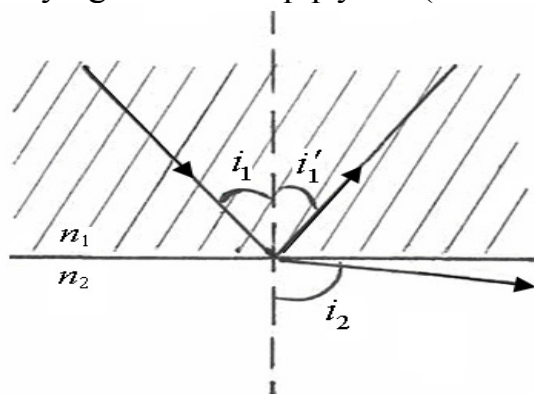
$$n_{2,1} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{\frac{c}{v_2}}{\frac{c}{v_1}} = \frac{v_1}{v_2} \quad (5)$$

hosil bo'ladi.

Sindirish ko'rsatkichi kichik bo'lgan muhitni optik zichligi kichikroq, sindirish ko'rsatkichi katta bo'lganini optik zichligi kattaroq muhit deyiladi.

($i_1 - i_{\text{cheg.}}$ chegaraviy burchakda) sinish burchagi $\frac{\pi}{2}$ ga tenglashadi.

$i_1 = i_{\text{cheg.}}$ holatda tushayotgan nur to'liq qaytadi (3 - rasm).



3 – rasm.

Demak, tushish burchagining $i_{\text{cheg.}}$ dan $\frac{\pi}{2}$ ga qiymatlarida to'la qaytish

hodisasi kuzatiladi. Chegaraviy tushish burchagi $i_2 = \frac{\pi}{2}$ shartdan topiladi.

$$n_1 \sin i_{\text{uez.}} = n_2 \sin \frac{\pi}{2}, \quad \sin i_{\text{uez.}} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21} \quad (6)$$

To'la qaytish xodisasi, yorug'lik optikaviy zich muhitdan zich bo'lmagan muhitga o'tganda, kuzatiladi.

Yorug'lik nuri elektromagnit to'liqindan iborat bo'lganligi hamda bu to'liqinning tarqalish tezligi juda katta bo'lgani uchun yorug'lik tezligini tajribada o'lchash ancha qiyindir. Yorug'lik tezligini birinchi bo'lib, 1676 yilda daniyalik astronom Ryomer Yupiter planetasi oy yo'ldoshini tutilishi ustida o'tkazgan tajribasi asosida aniqladi.

Keyinchalik amerika olimi Maykelson 1926-29 yillarda tajriba yo'li bilan yorug'lik tezligini o'lchab, aniqroq natijalar oldi. Bu tajribadan yorug'likning havodagi tezligi 299-711 km/s ga, vakuumdagi tezligi 299796 km/s ga teng ekanligi aniqlangan. Shuning uchun yorug'likning vakuumdagi tezligi $c=300.000$ km/s ga teng deb olinadi. Har xil muhitda yorug'lik tezligi har xil bo'lib, u vakuumdagi yorug'lik tezligidan har doim kichikdir.

Muhitning yorug'lik tezligini vakuumdagi yorug'lik tezligiga nisbatan kamaytirishini xarakterlaydigan kattalik shu muhitning optik zichligi deyiladi.

Yorug'lik nuri yorug'lik manbaidan atrofdagi fazoga energiya eltadi. Optikaning yorug'lik energiyasini o'lchash usullarini o'rgatuvchi bo'limi "Fotometriya" deb ataladi. Yorug'lik energiyasini fotometriya quyidagi kattaliklar bilan xarakterlanadi:

energetik kattaliklar – optik nurlanishning energetik parametrlarini tavsiflaydilar;

- yorug'lik kattaliklari – yorug'likning fiziologik ta'sirini tavsiflaydilar va ularning ko'zga ta'siri bilan yoki nurlanishni qabul qilgich qurilmalar orqali o'lchanadi.

Energetik kattaliklar

1. Yorug'lik energiyasini ko'zimiz bilan baholaydigan miqdorini bilish katta amaliy ahamiyatga egadir. Yorug'likning energiyasini bunday baholash uchun yorug'lik oqimi deb ataluvchi fizik kattalik kiritiladi Φ_e – nurlanish oqimi, nurlanish energiyasining (W) nurlanish vaqtiga (t) nisbatiga aytiladi:

$$\Phi_e = W/t \quad (7)$$

Bunda: Φ – yorug'lik oqimi.

W – nurlanish quvvati.

t – vaqt.

Barcha yo'nalishlardagi nurlanish quvvati bilan o'lchanadigan kattalik yorug'lik manbaining to'liq yorug'lik oqimi deyiladi.

Φ_0 – to'liq yorug'lik oqimi.

Nurlanish oqimining o'lchov birligi vattdan (Vt) iborat.

2. Yoritish yoki nurlanish qobiliyati R_e – sirtning Φ_e nurlanish oqimining shu sirtning ko'ndalang kesimi yuzasiga nisbatiga teng:

$$R_e = \Phi_e / S \quad (8)$$

ya'ni sirtning nurlanish oqimi zichligini bildiradi.

Nurlanishning birligi Vt/m^2 dan iborat.

3. Yorug'lik manbaini harakterlash uchun fotometriyada yorug'lik kuchi deb ataluvchi kattalik kiritiladi.

Yorug'likning energetik kuchi I_e nuqtaviy nurlanish oqimini Φ_e , shu nurlanish tarqalayotgan teles burchakka (ω) nisbatiga teng kattalikdir:

$$I_e = \Phi_e / \omega \quad (9)$$

bunda: I – yorug'lik kuchi.

Ω - fazoviy burchak bo'lib, u

$$\Omega = \frac{\Delta S}{r^2} = \frac{4\pi r^2}{r^2} = 4\pi \quad (10)$$

steradianga teng bo'ladi, ya'ni nuqta atrofidagi to'la fazoviy burchak 4π steradianga tengdir. Demak, yorug'lik kuchi bir steradian fazoviy burchak ichida tarqaladigan yorug'lik oqimi bilan o'lchanadi.

Yorug'likning energetik kuchi birligi bir **steradian** burchakka to'g'ri kelgan bir vattli nurlanish oqimini bildiradi (Wt/sr).

4. Energetik ravshanlik B_e , nurlayotgan sirt elementi yorug'ligi energetik kuchini ΔI_e , nurlanish yo'nalishiga perpendikulyar bo'lgan tekislikdagi element yuzasi proeksiyasiga nisbatiga teng kattalik bilan o'lchanadi:

$$B_e = \frac{\Delta I_e}{\Delta S} \quad (11)$$

Energetik ravshanlik birligi Wt/sr.m² ga tengdir.

Agar yorug'lik ixtiyoriy yo'nalishda chiqayotgan bo'lsa

$$B = \frac{I}{\Delta S \cdot \cos \varphi} \quad (12)$$

bo'ladi.

Bunda φ - nurlanayotgan sirtga o'tkazilgan normal bilan kuzatish yo'nalishi orasidagi burchak (12) va (7) ifodadan

$$B = \frac{\Delta \Phi}{\Delta S \cdot \Delta \Omega \cdot \cos \varphi} \quad (13)$$

hosil bo'ladi.

Nurlanayotgan sirtning ravshanligi ko'rinish burchagiga bog'liqdir. Ravshanligi hamma yo'nalishlari bo'yicha bir xil bo'lgan ($B = const$) manbalar – Lambert manbalar deb ataladi.

5. Yorug'lik jismlarga tushib, ularni yoritadi. Yoritishni baholash uchun yoritilganlik deb ataluvchi fizik kattalik kiritiladi.

Energetik yoritilganlik E_e , yoritiladigan birlik yuzaga tushayotgan nurlanish oqimiga teng kattalikdir. Uning birligi Wt/m² dir.

Yorug'lik oqimining o'zi tushadigan sirt yuziga nisbati bilan o'lchanadigan kattalik – yoritilganlik deb ataladi.

$$E = \frac{\Delta \Phi}{\Delta S} \quad (14)$$

Bunda: E – yoritilganlik.

ΔS – yoritilayotgan sirt yuzasi.

$\Delta \Phi$ – yorug'lik oqimi.

Ish joylarimizda, o'qish va dars tayyorlash xonalarimizda bajarayotgan ishimizni sifati yoritilganlikka bog'liqdir. Shuningdek o'simliklarning hayoti uchun ham yoritilganlik muhim ahamiyatga egadir.

Yorug'lik kuchining SI – sistemasidagi birligi qilib, 1 Kandella (1Kd) qabul qilingan.

Yorug'lik oqimining birligi qilib, SI – sistemasida – 1 Lyumen (1 Lm) qabul qilingan.

$$1 \text{ Лм} = 1 \text{ Кд} \cdot 1 \text{ ср}$$

Ya'ni, yorug'lik kuchi 1 Kd bo'lgan nuqtaviy manbaning 1 sr bir fazoviy burchak ichida chiqargan yorug'lik oqimi, bir lyumen deyiladi.

Agar nuqtaviy manba yorug'likni hamma yo'nalishlar bo'yicha tekis tarqalayotgan bo'lsa, uning to'liq yorug'lik oqimi

$$\Phi_0 = 4 \pi \cdot I \quad (15)$$

ga teng bo'ladi.

Yoritilganlik birligi qilib, SI – sistemasida 1 lyuks (1 Lk) qabul qilingan.

$$1 \text{ Лк} = 1 \frac{\text{Лм}}{\text{м}^2}$$

Ravshanlik birligi qilib, 1 Nit (1 Nt) qabul qilingan.

$$1 \text{ Нм} = 1 \frac{\text{Кд}}{\text{м}^2}$$

Yorug'lik ham yoritilganlik birliklarida o'lchanadi.

Kuzatishlarning ko'rsatishicha, buyumlarning yoritilganligi manbaning yorug'lik kuchiga, manbadan yoritilayotgan sirtgacha bo'lgan masofaga hamda yorug'lik nurining yoritiluvchi sirtga qanday burchak ostida tushishiga bog'liqdir. Buni yoritilganlik qonuni tushuntirib beradi. Yoritilganlik qonuni quyidagicha ta'riflanadi: nuqtaviy yorug'lik manbaining biror sirtga hosil qilgan yoritilganlik manbaning yorug'lik kuchiga va nurlarning tushish burchagi kosinusiga to'g'ri proporsional va manbadan sirtgacha bo'lgan masofaning kvadratiga teskari proporsionaldir:

$$E = \frac{I}{r^2} \cos \alpha \quad (16)$$

bunda: E – yoritilganlik.

I – yorug'lik kuchi.

r – manbadan yoritilayotgan sirtgacha bo'lgan masofa.

α – nurning tushish burchagi.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Yorug'lik nima?
2. Yorug'lik manbai nima?
3. Geometrik optika nimani o'rganadi?
4. Yorug'likning to'g'ri chiziq bo'ylab tarqalishini tushintiring?
5. Yorug'likning qaytish hodisasini tushintiring?
6. Yorug'likning sinish hodisasini tushintiring?
7. Yorug'lik tezligini tajribada qanday o'lchash usullari mavjud?
8. Fotometriya nimani o'rganadi?

9. Qanday fotometrik kattaliklar mavjud?
10. Yoritilganlik qonunini tushintiring.

9- MA'RUZA

MAVZU: Yorug'lik interferensiyasi. Yorug'lik difraksiyasi

Reja:

1. Yorug'likning korpuskulyar va to'liq tabiati.
2. Yorug'lik interferensiyasining mohiyati. Kogerentlik.
3. Interferension manzaraning maksimumlik va minimumlik sharti.
4. Yupqa plastinkalardagi interferensiya. Interferometrlar
5. Yorug'lik difraksiya hodisasi. Frenel difraksiyasi. Fraunhofer difraksiyasi.
6. Difraksion panjara.

Tayanch iboralar

- | | |
|--------------------------------|-------------------------|
| 1. Interferensiya. | 5. Optik yo'l uzunligi. |
| 2. Kogerentlik. | 6. Nyuton xalqlari. |
| 3. Interferension maksimumlik. | 7. Interferometrlar. |
| 4. Interferension minimumlik. | |

Yorug'lik nuri tabiati to'g'risidagi birinchi tasavvurlar qadimgi greklar va misrlilarda paydo bo'lgan. XVII asr oxiriga kelib yorug'likning ikkita nazariyasi I. Nyuton tomonidan **korpuskulyar nazariya** va R. Guk va X. Gyuygens tomonidan **to'liq nazariyasi** shakllana boshladi.

Korpuskulyar nazariyaga asosan, yorug'lik nuri sochuvchi jismlardan chiquvchi zarrachalar (korpuskulalar) oqimidan iboratdir. Nyuton yorug'lik zarrachalari harakati mexanika qonunlariga bo'ysunadi degan fikrda edi. Misol uchun, yorug'likning aks qaytishi elastik sharchaning tekislikdan urilib qaytishiga o'xshatiladi.

Yorug'likning sinishi yorug'lik zarrachalarining bir muhitdan ikkinchisiga o'tishida, tezligini o'zgarishi xisobiga sodir bo'ladi deb tushuntiriladi. Korpuskulyar nazariya bo'yicha vakuum – muhit chegarasida yorug'likning sinishi quyidagi qonunga bo'ysunadi:

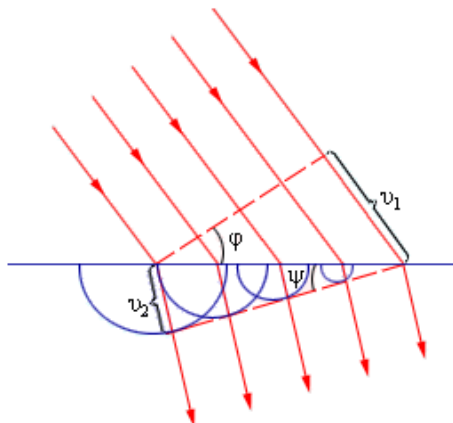
$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{v}{c} = n, \quad (1)$$

bu yerda c – yorug'likning vakuumdagi tezligi, v yorug'likning muhitdagi tarqalish tezligini bildiradi. Korpuskulyar nazariyaga asosan $n > 1$ bo'lgan holda, yorug'likning muhitdagi tarqalish tezligi v vakuumdagi tarqalish tezligi c dan katta bo'lishi kerak. Nyuton interferensiya manzarasini hosil bo'lishini yorug'lik chiqishi va tarqalishi bilan bog'liq jarayonlarda qandaydir davriylik bor degan taxminlarga asosan tushuntirishga harakat qildi.

Shunday qilib, Nyutonning korpuskulyar nazariyasi to'liq elementlariga o'xshash tasavvurlarni o'z ichiga olaboshladi.

Korpuskulyar nazariyadan farqli ravishda, yorug'likning to'lqin nazariyasi yorug'likning mexanik to'lqinlarga o'xshash, to'lqin jarayonidan iborat deb hisoblaydi.

To'lqin nazariyasi asosida **Gyuygens prinsipi** yotadi. Gyuygens prinsipiga asosan, to'lqin etib borgan har bir nuqta ikkilamchi to'lqinlar manbaiga aylanadi, manbani o'rab oluvchi egri chiziq keyingi momentdagi to'lqin fronti holatini belgilaydi, Gyuygens prinsipiga asoslanib yorug'likning qaytish va sinish qonunlarini osonlikcha isbotlash mumkin.



1 – rasm. Ikkita shaffof muhit chegarasida ikkilamchi to'lqinlar manba'lari hosil bo'lishi

1 – rasmda, ikkita tiniq muhit chegarasida, singan to'lqinlar tarqalish yo'nalishlarini aniqlovchi Gyuygens chizmalari tasvirlangan. To'lqin nazariyasi vakuum – muhit chegarasida yorug'likning sinishini quyidagi ifoda bilan ta'riflaydi:

$$\frac{\sin \varphi}{\sin \psi} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{c}{v} = n, \quad (2)$$

To'lqin nazariyasi asosida olingan sinish qonuni Nyutonning sinish qonuniga qarama – qarshidir. To'lqin nazariyasi yorug'likning muhitdagi tarqalish tezligi vakuumdagi tezligidan kichik ekanligini isbotlaydi.

$$v < c$$

SHunday qilib, XVIII asr boshlarida yorug'lik tabiatini tushuntirishda bir-biriga zid bo'lgan ikkita yondoshish mavjud edi: Nyutonning korpuskulyar nazariyasi va Gyuygensning to'lqin nazariyasi. Bu ikkala nazariyalar yorug'lik nurining to'g'ri chiziqli tarqalishini, sinish va qaytish qonunlarini tushuntirib beraoladi.

XVIII asrni - bu ikkita nazariyalar o'rtasidagi kurash asri deb atasa bo'ladi. XIX asr boshlarida bu xolat tubdan o'zgardi.

To'lqin nazariyasi – korpuskulyar nazariyadan ustun bo'laboshladi. Bunga ingliz fizigi T. YUng va fransuz fizigi O. Frenel tomonidan interferensiya va difraktsiya hodisalarini ilmiy izlash natijalari sabab bo'ldi.

1851 yilda J. Fuko muhim ahamiyatga ega bo'lgan to'lqin nazariyasining tajribaviy tasdiqini oldi, suvda yorug'likning tarqalish tezligini o'lchab, $v < c$ ekanligini isbotladi.

1865 yilda Maksvell yorug'likning elektromagnit nazariyasini yaratdi: unda yorug'lik xar xil muhitlarda

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon\mu}}$$

tezlik bilan tarqaluvchi, juda qisqa elektromagnit to'liqlardan iboratdir deb hisobladi. Yorug'likning vakuumdagi tarqalish tezligi

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}$$

ga teng ekanligi isbotlandi.

Maksvell nazariyasi yorug'likning nurlanish va yutilish jarayonini, fotoelektrik effektini va Kompton sochilishini tushuntiraolmadi. Xuddi shunga o'xshash, Lorens nazariyasi ham, yorug'likni moddalar bilan o'zaro ta'sirini, xususan, qora jismning issiqlik nurlanishidagi to'liq uzunligiga bog'liq energiya taqsimotini tushuntiraolmadi.

M. Plank tomonidan taklif etilgan gipotezaga asosan, yorug'likning nurlanishi va yutilishi uzluksiz bo'lmay, **diskret** xususiyatga ega, ya'ni aniq porsiyadan (kvantlardan) iboratdir. Bu kvant energiyasi quyidagicha ifodalanadi:

$$\epsilon_0 = h\nu \quad , \quad (3)$$

bu erda h – Plank doimiysi. Plank gipotezasi qora jismning issiqlik nurlanishini ham oson tushuntiraoldi.

1905 yilda A.Eynshteyn **yorug'likning kvant** nazariyasini kashf etdi. Bu nazariyaga asosan, yorug'lik nurlanishi va tarqalishi **fotonlar** – **yorug'lik kvantlari oqimi** ko'rinishida sodir bo'lib, ularning energiyasi quyidagi nisbat bilan aniqlanadi:

$$m_\phi = \frac{\epsilon_0}{c^2} = \frac{h\nu}{c^2} = \frac{h}{\lambda c} \quad , \quad (4)$$

Yorug'likning tarqalish qonunlari, yorug'likning moddalar bilan o'zaro ta'siri to'g'risidagi nazariyalar yorug'lik murakkab xususiyatga ega ekanligini ko'rsatadi

Hozirgi zamon tasavvurlariga asosan, yorug'lik to'liq xossalarga ham, korpuskulyar xossalarga ham ega bo'lgan murakkab elektromagnit protsessdir, ya'ni yorug'lik ayni vaqtda ham to'liq ham zarralar oqimidir.

To'liq interferensiyasi kuzatilishi sharti ularning **kogerentligidadir**, ya'ni birnecha tebranma va to'liq jarayonlarining vaqt bo'yicha va fazoda bir-biriga muvofiq ravishda kechishidir.

$$E = A \cos (\omega t - kx)$$

Amalda, biron bir yorug'lik manba'i qat'iy monoxramatik yorug'lik to'liqlari chiqarmasligi sababli, istalgan bir-biriga bog'liq bo'lmagan yorug'lik manba'lari nurlatayotgan yorug'lik to'liqlari doimo nokogerentdir. SHu sababli, tajribada bir-biriga bog'liq bo'lmagan manba'lardan chiqqan yorug'lik to'liqlari bir-birini ustiga tushsa ham interferensiya xodisasi kuzatilmaydi.

Ikkita bir-biriga bog'liq bo'lmagan yorug'lik manba'laridan chiqadigan yorug'lik to'liqlarining nokogerentligi va nomonoxramatikligining fizikaviy sababi, atomlarning yorug'lik chiqarish mexanizmidir.

Ikkita alohida yorug'lik manba'ida atomlar yorug'likni bir-biriga bog'liq bo'lmagan holda chiqaradilar. Xar bir atomda yorug'lik nurlanish jarayoni chegaralangan va qisqa vaqt (10^{-8} s) davom etadi. Bu vaqtda energetik qo'zg'otilgan atom o'zining asl holiga qaytadi va u yorug'lik chiqarishini to'xtatadi. Atom qayta qo'zg'olib yana yangi boshlang'ich faza bilan yorug'lik to'liqlarini chiqaraboshlaydi.

Xar bir yangi nur chiqarish jarayonida ikkita bir-biriga bog'liq bo'lmagan atom nurlanishlari orasidagi fazalar farqi o'zgargani uchun atomlardan o'z xolicha chiqqan yorug'lik to'liqlari nokogerent bo'ladilar.

Atomlarning $\sim 10^{-8}$ sek vaqt kengligida chiqaradigan yorug'lik to'liqlari taxminan o'zgarimas tebranish amplitudasi va fazasiga ega bo'ladilar. Aksincha, katta vaqt intervalida to'liqlarning amplitudalari va fazalari o'zgarib turadi.

Atomlarning alohida qisqa impulska o'xshash uzoq -uzoq yorug'lik nurlanishi – **to'liqin kuchi** yoki **to'liqinli tizmasi** deb ataladi.

Bitta atomning ketma-ket chiqargan tizmalarining boshlang'ich fazalari bir-biridan farq qiladilar.

Istalgan nomonoxramatik yorug'lik to'liqlarini bir-birini o'rnini oladigan, bir-biriga bog'liq bo'lmagan garmonik tizimlar majmuasidan iborat deb hisoblash mumkin. Bir tizimning o'rtacha davom etadigan vaqti τ_{KOZ} – **kogerentlik vaqti** deb ataladi.

Demak, kogerentlik faqat bitta tizma davomida saqlanib, kogerentlik vaqti nurlanish vaqtidan ortiq bo'la olmaydi $\tau_{KOZ} \approx \tau_H$.

Agarda yorug'lik to'liqini birjinsli muhitda tarqalayotgan bo'lsa, u holda fazoning ma'lum nuqtasidagi to'liqin fazasi faqat kogerentlik vaqti davomida saqlanib turadi. Bu vaqt ichida, vakuumda, yorug'lik to'liqini $\ell_{KOZ} = c\tau_{KOZ}$ masofagacha tarqaladi, bu masofa **kogerentlik uzunligi** (yoki tizma uzunligi) deb ataladi.

SHunday qilib, kogerentlik uzunligi shunday masofaki, bu masofani o'tgan bir necha to'liqlar kogerentligini yo'qotishga ulgura olmaydilar.

Demak yorug'lik to'liqlari interferensiyasini kuzatish uchun optik yo'l farqlari kogerentlik uzunligidan kichik bo'lishi zarur.

Agarda to'liqlar monoxramatik bo'lsalar, chastota spektri kengligi kichik bo'lib, kogerentlik vaqti τ_{KOZ} - katta bo'ladi, ℓ_{KOZ} kogerentlik uzunligi esa uzun bo'ladi. Fazoning birdan bir nuqtasida kuzatiladigan tebranishlar kogerentligi – **vaqtili kogerentlik** deb ataladi.

Interferensiya xodisasini kuzatish imkonini beradigan ikkita yorug'lik manba'ining o'lchamlari va o'zaro joylashishi **fazoviy kogerentlik** deb ataladi.

Fazoviy kogerentlik uzunligi (yoki **kogerentlik radiusi**) deb, ko'ndalang yo'nalishda to'liqin tarqalishning maksimal masofasiga aytiladi.

$$\tau_{KOZ} \sim \lambda / \varphi$$

bu erda λ – yorug'lik to'liqlari uzunligi, φ - manba'ning burchakli o'lchami.

Quyosh nurlarining mumkin bo'lgan eng kichik kogerentlik radiusi (Erdan Quyoshning burchak o'lchami $\varphi \approx 10^{-2}$ radian va $\lambda \approx 0,5$ mkm) $\approx 0,05$ mm tashkil etadi.

Bunday kichik kogerentlik radiusida, inson ko'zining aniqlash imkoniyati taxminan 0,1 mm tashkil etganligi uchun, to'g'ridan to'g'ri Quyosh nurlarining interferensiyasini kuzatish mumkin emas.

Interfensiya hodisasi tabiati har qanday bo'lgan to'lqin protsesslarga xosdir, bu hodisa yorug'lik to'lqinlarida ham kuzatiladi. Yorug'lik to'lqinlarini qo'shilishida interfensiya hodisasi kuzatiladi. "Interfensiya" so'z lotincha "interfere" so'zdan olingan bo'lib, «halaqit bermoq» degan ma'noni bildiradi.

Faraz qilaylik, ikkita monoxramatik yorug'lik to'lqinlari bir-birining ustiga tushib, fazoning belgilangan nuqtasida birxil chastotali to'lqinlarni qo'zg'otsin

$$X_1 = A_1 \cos(\omega t + \varphi_1) \quad \text{va} \quad X_2 = A_2 \cos(\omega t + \varphi_2)$$

X – deganda to'lqinlarning E elektr va N magnit maydonlari kuchlanganliklarini tasavvur etamiz. E va H vektorlar bir-biriga perpendikulyar bo'lgan tekisliklarda tebranadilar, elektr va magnit maydonlari kuchlanganliklari esa, superpozitsiya prinsipiga bo'ysunadilar. Berilgan nuqtadagi natijaviy tebranish amplitudasi quyidagiga tengdir.

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$$

To'lqinlar kogerent bo'lgani uchun, $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ vaqt bo'yicha o'zgarmas qiymatga ega bo'ladi, shu sababli natijaviy to'lqin jadalligi quyidagicha ifodalanadi:

$$I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1), \quad (5)$$

bu erda $I \sim A^2$. $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$ bo'lgan nuqtalarda to'lqin jadalligi $I > I_1 + I_2$ ga teng. $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$, bo'lgan nuqtalarda to'lqin jadalligi $I < I_1 + I_2$ ga teng.

Demak, ikkita kogerent yorug'lik to'lqinlari bir-birini ustiga tushganda yorug'lik oqimining fazoviy qayta taqsimlanishi kuzatilib, ayrim nuqtalarda to'lqin jadalligining maksimumi, boshqa nuqtalarda minimumi kuzatiladi. Bu xodisa **yorug'lik to'lqinining interferensiyasi** deb ataladi.

Nokogerent to'lqinlar uchun fazalar farqi $\varphi_2 - \varphi_1$ uzluksiz o'zgarib turadi, vaqt bo'yicha $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ ning o'rtacha qiymati nolga teng bo'lganligi uchun, natijaviy to'lqin jadalligi barcha erda birxil bo'ladi, $I_1 = I_2$ bo'lganda $2I_1$ ga teng bo'ladi.

Yorug'lik to'lqinlarining interferensiyasini kuzatish uchun kogerent yorug'lik to'lqinlariga ega bo'lish kerak. Kogerent yorug'lik to'lqinlarini olish uchun bir manba'dan chiqqan to'lqinni ikkita to'lqinga ajratish usulidan foydalaniladi. Bu ikki to'lqin xarxil optik yo'l bosib, bir-birini ustiga tushganda interferensiya manzarasi kuzatiladi.

Masalan, belgilangan 0 nuqtada to'lqin ikkita kogerent to'lqinlarga ajralgan bo'lsin. Interferensiya manzarasi kuzatiladigan M nuqtagacha birinchi to'lqin n_1 singdirish ko'rsatkichiga ega bo'lgan muhitda S_1 yo'l bosadi, ikkinchi to'lqin esa, n_2 singdirish ko'rsatkichiga ega bo'lgan muhitda S_2 yo'l bosadi.

Agarda O nuqtada tebranish fazasi ωt bo'lsa, M nuqtada birinchi to'lqin $A_1 \cos \omega \left(t - \frac{S_1}{v_1} \right)$ tebranish, ikkinchi to'lqin esa $A_2 \cos \omega \left(t - \frac{S_2}{v_2} \right)$ tebranish xosil qiladilar. Buerda $v_1 = \frac{C_1}{n_1}$, $v_2 = \frac{C_2}{n_2}$, mos ravishda birinchi va ikkinchi to'lqinlarning fazaviy tezliklaridir.

M nuqtada to'lqinlar xosil qilgan tebranishlar fazalari farqi

$$\delta = \omega \left(\frac{S_2}{v_2} - \frac{S_1}{v_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (S_2 n_2 - S_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta$$

ga teng bo'ladi. Berilgan muhitda $Sn = L$ yorug'likning **optik yo'l uzunligi** deb ataladi, $\Delta = L_2 - L_1$ esa **optik yo'l farqi** deb ataladi.

Agarda optik yo'l farqi vakuumda butun to'lqin sonlariga teng bo'lsa

$$\Delta = \pm m \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad , \quad (6)$$

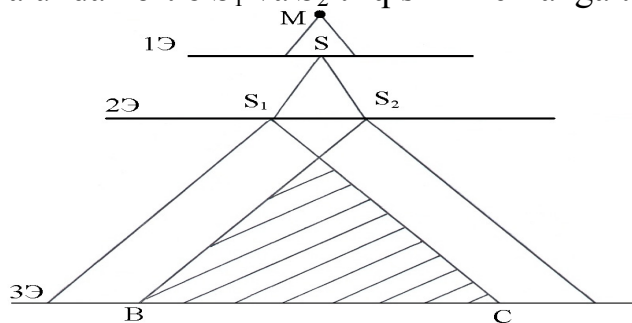
fazalar farqi $\pm 2m\pi$ ga teng bo'ladi va M nuqtada ikkala to'lqin xosil qilgan to'lqinlar bir xil fazada bo'ladilar. Bu esa interferensiya **maksimumini kuzatish shartini bildiradi**. Agarda optik yo'l farqi:

$$\Delta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad , \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad , \quad (7)$$

bo'lsa, u holda $\delta = \pm (2m + 1)\pi$ ga teng bo'ladi va M nuqtada ikkala to'lqin xosil qilgan tebranishlar bir-biriga qarama-qarshi fazada bo'ladi. Bu ifoda interferensiyaning **minimumini kuzatish** sharti bo'lib xizmat qiladi.

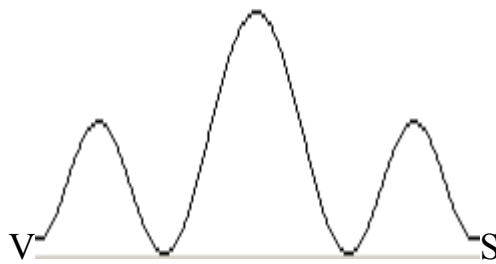
1801 yilda ingliz fizigi Tomas Yung yorug'lik interfensiya uchun quyidagi tajribani o'tkazdi.

M manba'dan chiqqan monoxromatik yorug'lik to'lqini S tor tirqishli 1 ekranga tushadi (2 - rasm) va undan o'tib S_1 va S_2 tirqishli 2 ekranga tushadi.



2 – rasm. Yorug'lik to'lqinlari interferensiyasini kuzatishning Yung usuli

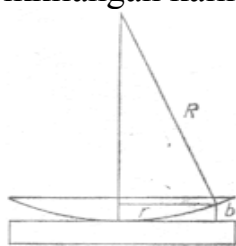
Bu ikki tirqish ikkita kogerent to'lqinlar manba'i hisoblanadi. S_1 va S_2 tirqichdan chiqqan kogerent to'lqinlar E ekranda bir-birini ustiga tushib BC sohada interferensiya manzarasini hosil qiladi. BC sohadagi yoritilganlik taqsimoti 3 - rasmda keltirilgan.



3 – rasm. Yung usulidagi interferensiya manzarasi

Nyuton xalqalari

Bir xil kalinlik yullarining klassik misoli Nyuton xalkalaridir. Bu xalkalar bir-biriga tegib turgan yassi parallel kalin shisha plastinka va egrilik radiusi katta bulgan yassi kavarik linzadan (7- rasm) yoruglik kaytganda kuzatiladi. Sirtlaridan kogerent tulkinlarini kaytaruvchi yupka plenka vazifasini plastinka va linza orasidagi xavo katlami bajaradi (plastinka va linzaning kalinliklari katta bulgani sababli boshka sirtlaridan kaytish xisobiga interferension yullar vujudga kelmaydi). Yoruglik tik tushayotganda bir xil kalinlik yullari konsentrik aylanalar kurinishida buladi, yoruglik kiya tushganda esa ellipslar kurinishida buladi. Yoruglik plastinkaning normali buyicha tushayotganda xosil buladigan Nyuton xalkalarining radiuslarini topamiz. Bu xolda $\cos i_2 \approx 1$ va optikaviy yullar farki xavo katlamining ikkilangan kalinligiga teng.



7- rasmdan kelib chikadiki,

$$R^2 = (R-v)^2 + r^2 \approx R^2 + 2Rv + r^2 \quad (8)$$

bunda R - linzaning egrilik radiusi, r – xavo katlamining kalinligi v bulgan nuqtalardan iborat aylananing radiusi. v kichik bulgani sababli, biz $2Rv$ ga nisbatan v^2 kattalikni e'tiborga olmadik. (8) ga muvofik

$$v = \frac{r^2}{2R} \quad (9)$$

yoruglik plastinkadan kaytganda fazaning π ga uzgarishini xisobga olish uchun, δ ni xisoblash vaktida $2v=r^2/R$ ga $\lambda_0/2$ ni kushish kerak. Natijada

$$\delta = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda_0}{2} \quad (10)$$

xosil buladi.

$$\delta = k\lambda_0 = 2k(\lambda_0/2) \quad (11)$$

bulgan nuqtalardan intensivlikning maksimumlari vujudga keladi;

$$\delta = (2k+1)\lambda_0/2 \quad (12)$$

bulgan nuqtalarda esa, minimumlari vujudga keladi. Bu ikkala shartning kuyidagi bir shart kurinishida birlashtirish mumkin:

$$\delta = m\lambda_0/2 \quad (13)$$

bunda m ning juft kiymatlariga intensivlikning maksimumlari, tok kiymatlariga — minimumlari mos keladi.

Bunga δ ning (10) ifodasini qo'yib va xosil bulgan tenglamani r ga nisbatan yechib, yorug va xira Nyuton xalkalarining radiuslarini topamiz:

$$r = \sqrt{\frac{R\lambda_0}{2}(m-1)} \quad (m=1,2,3,\dots) \quad (14)$$

Juft m larga yorug xalkalarning radiuslari mos keladi, tok m larga esa xira xalkalarning radiuslari mos keladi. $m=1$ kiymatga $r=0$ mos keladi, ya'ni plastinka va linza tegib turgan joydagi mos keladi. Bu nuktada intensivlikning minimumi kuzatiladi. Bu erda minimum bulishiga yoruglik tulkini plastinkadan kaytganda fazaning π ga uzgarishi sabab buladi.

Interferometrlar va ularning qo'llanilishi

Interferensiya xodisasi asosida sindirish kursatkichlarini, predmetlarning ulchamlarini, yoruglik tulkin uzunligini va boshka kator fizik kattaliklarni tajriba yuli bilan aniklash mumkin. SHu maksadlar uchun ishlash prinsipi yoruglik interferensiyasiga asoslangan optik asboblar – interferometrlar ishlatiladi. Masalan, muxitlarning sindirish ko'rsatkichlarini hisoblash uchun Jamen interferometri, yulduzlarning burchakli o'lchamlarini o'lchash uchun yulduzlar interferometri, detallarning sirtlariga mexanik ishlov berish sifatini tekshirish uchun Lebedevning polyarizatsion interferometri va x.k xar xil texnik maqsadlar uchun ishlatiladi. Biz shularning ayrimlari xakida to'xtalib o'tamiz.

Difraksiya lotincha «difraksis» so'zidan olingan bo'lib, aylanib o'tish degan ma'noni anglatadi. To'liqlarning o'z yo'lidan uragan to'siqlarni aylanib o'tish hodisasi, ya'ni ularning to'g'ri chiziqli tarqalishidan og'ishi-to'liqin difraksiyasi deyiladi. Yorug'lik difraksiyasini kuzatish uchun maxsus sharoitlar yaratish kerak, bu hodisa tusiqlarning o'lchovi bilan to'liqin uzunligi orasidagi munosabatga bog'liq. To'siqlarni to'liqlar aylanib o'tish hodisasi **yorug'likning difraksiyasi** deb ataladi. Optikada, bu hodisa yorug'likning geometrik soya sohalariga kirishini bildiradi.

Yorug'lik difraksiyasini o'rganish mohiyati faqat yorug'lik va soya oralaridagi o'tkinchi sohani o'rganish bilan cheklanmaydi. Difraksiya nazariyasi to'liqin nazariyasini geometrik optika qoidalari bilan muvofiqlashtirish imkonini beradi.

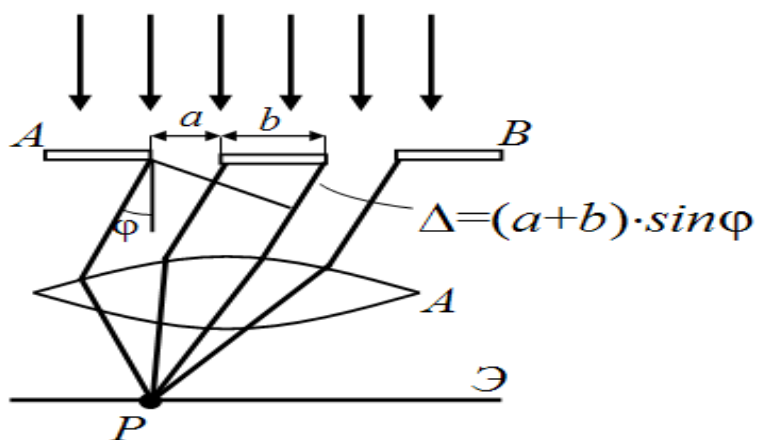
Difraksion hodisalar ikki sinfga bo'linadi:

1. Frenel difraksiyasi.
2. Fraungofer difraksiyasi.

To'siqqa tushayotgan yorug'lik to'liqinining fronti sferadan iborat bo'lgan va kuzatish nuqtasi chekli masofada joylashgan holdagi difraksiya- Frenel difraksiyasi deb ataladi. To'siqqa tushayotgan nurlar parallel dastani hosil qilgan va difraksion manzara cheksizlikda mujassamlashgan holdagi difraksiya- Fraungofer difraksiyasi deb ataladi. Difraksiya hodisasini kuzatish uchun qo'llanadigan qurollardan biri- difraksion panjaradir.

Difraksiyaviy panjara

Kengligi a bo'lgan, tiniq bo'lmagan oraliqlar bilan bo'lingan, bir xil v kenglikdagi parallel tirqishlar qatori -difraksiyaviy panjara deb ataladi. Bu yerda $d = a + b$ kattalik difraksiyaviy **panjara davri** yoki **doimiysi** deb ataladi.



5 – rasm. Eng sodda difraksiyaviy panjara

Difraksion panjaraga yassi monoxromatik yorug'lik tushayotgan bo'lsin.

Kuzatish burchagi φ ning qiymati

$$a \sin \varphi = 2k\lambda/2 \quad (15)$$

$K=0,1,2,\dots$ shartni qanoatlantirsa, bu holda xar biri alohida tirqishdan φ burchak ostida chiqayotgan nurlar ekranning A nuqtasida interferensiyalanishi natijasida qorong'ulik (yorug'lik intensivligini minimumi) kuzatiladi. Buning natijasida difraksion panjara tufayli vujudga keladigan difraksion manzaradagi bu minimumlar asosiy minimumlar deb ataladi.

Agar φ ning qiymati

$$l \sin \varphi = (2k+1)\lambda/2 \quad (16)$$

$K=0,1,2,\dots$ shartni qanoatlantirsa, bu holda yorug'lik nurlarini interferensiyalanishi natijasidan yorug'lik intensivligini maksimumi kuzatiladi. Bu maksimumlar asosiy maksimumlar deb ataladi.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Yorug'lik tabiati haqida korpuskulyar nazariyani tushuntiring?
2. Yorug'lik tabiati to'g'risidagi to'lqin nazariyani tushuntiring?
3. Yorug'lik interferensiyasi deb nimaga aytiladi?
4. Kogerentlik nima?
5. Tomas Yung tajribasini tushuntiring?
6. Nyuton xalqalarini tushuntiring?
7. Yupqa plastinkadagi interferension manzarani izohlang?

10-MA'RUZA

MAVZU: Yorug'likning qutblanishi. Yorug'lik dispersiyasi

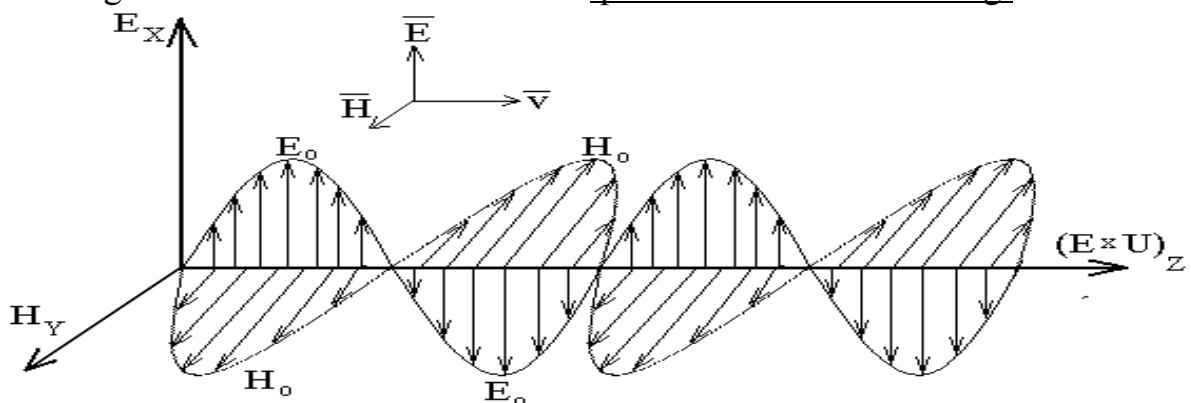
Reja:

1. Tabiiy va qutblangan yorug'lik.
2. Yorug'likni qutblanishi.
3. Malyus qonuni.
4. Dispersiya hodisasi .
5. Yorug'likning moddalarda yutilishi.
6. Tutash spektr, chiziq-chiziq spektr, yo'l-yo'l spektr.
7. Normal va anomal dispersiya.

Tayanch iboralar

- | | |
|----------------|----------------------------|
| 1. Dispersiya. | 4. spektr. |
| 2. Prizma. | 5. to'lqin. |
| 3. Chastota. | 6. sindirish ko'rsatkichi. |

Yorug'lik nurlari tulqin uzunliklari ($0,4$ dan $0,75$) 10^{-6}m bo'lgan elektromagnit tebranishlarning tarqalish yo'nalishidir. Yorug'lik manbaidan tarqalayotgan yorug'lik nurlari deganda shu manbaning atomlaridan chiqayotgan yorug'lik to'lqinlarining aralashmasi tushuniladi. Agar bu elektromagnit to'lqinlar ichidan ixtiyoriy bittasini ajratsak, uni nur yo'nalishiga perpendikulyar hamda o'zaro perpendikulyar bo'lgan E va H vektorlarning tebranishlari sifatida tasavvur qilinsa, bunda E - vektor tebranadigan tekislikni tebranish tekisligi va H vektor tebranadigan tekislikni qutblanish tekisligi deb



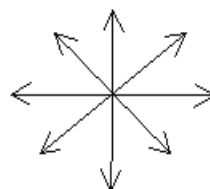
ataladi.

Lekin elektromagnit to'lqini faqat E vektorning tebranishlar sifatida aks ettiriladi. ya'ni, E vektorlarning tebranishlari faqat bitta tekislikda sodir bo'ladigan yorug'lik to'lqinlar yassi qutblangan yorug'lik deb ataladi.

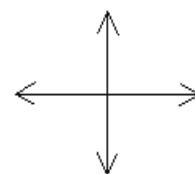
Tabiiy yorug'lik manbaidagi turli atomlar nurlantirayotgan to'liqlarning E-vektori turlicha yo'nalishga ega bo'lib, E barcha yo'nalishlar uchun teng kuchlidir. Tabiiy yorug'lik qutblanmagan yorug'lik bo'lib, uni barcha yo'nalishdagi yassi qutblangan yorug'likning aralashmasi deb qarash mumkin.

Agar yorug'lik tarkibida biror yo'nalishdagi tebranishlar boshqa yo'nalishlardagi tebranishlarga qaraganda ko'proq bo'lsa, qisman qutblangan yorug'lik bo'ladi.

Qisman qutblangan yorug'likni tabiat va yassi qutblangan yorug'likning aralashmasi deb qaraladi.



табiiy ёруғлик



қутбланган ёруғлик

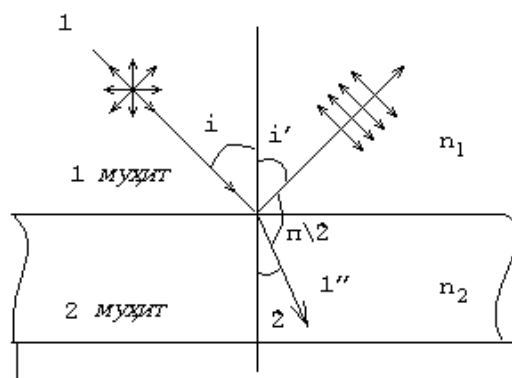
Tabiiy yorug'lik manбайдan tarqalayotgan yorug'lik qutblanmagan bo'ladi, ya'ni nurga perpendikulyar barcha yo'nalishlardagi tebranishlar mavjud bo'ladi. Tabiiy yorug'lik tarkibidagi ba'zi yo'nalishlar bo'yicha sodir bo'luvchi tebranishlarni susaytirish hattoki mutloq yo'qotish mumkin.

Tabiiy yorug'lik nuri ikki muhit chegarasiga kelib tushsa, u qaytadi (1'), nur qisman sinadi (1''-nur) bo'lib, qaytgan nur to'la qutblangan, singan nur esa qisman qutblangan bo'ladi.

Yorug'likning sinish qonuniga asosan:

$$n_{2,1} = \sin i / \sin r \quad (1)$$

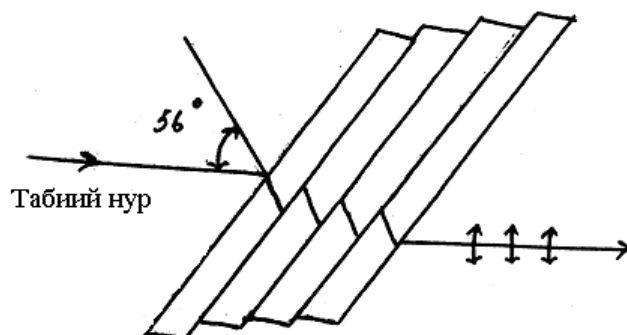
bo'lib, $i + r = \pi/2$ bo'lganidan



$$n_{2,1} = \sin i / \sin r = \sin i / \sin (\pi/2 - i) = \sin i / \cos i = \tan i \quad (2)$$

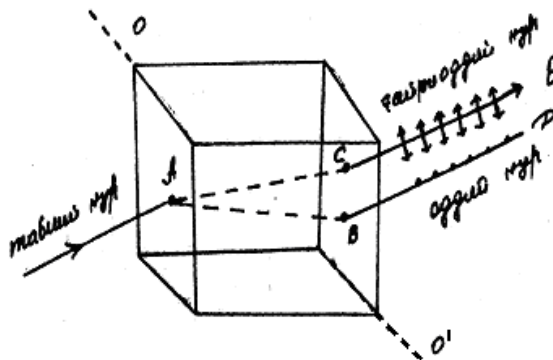
ga teng bo'ladi.

Bu munosabatni Bryuster qonuni deb, i-burchakni esa Bryuster burchagi (to'la qutblanish burchagi) deb yuritiladi. Masalan: shisha uchun ($n=1,53$) bo'lib, Bryuster burchagi ($i=56^\circ$)ga teng. Bundan tabiiy yorug'lik nuri shisha plastinkaga 56° burchak ostida tushirilsa, qaytgan nur to'la qutblangan bo'ladi.



Agar tabiiy yorug'lik anizotrop kristalldan o'tkazilsa, u kristallda sinib ikkiga ajraladi (AB va AC). Bu nurlar kristalldan chiqqach, E va D nur ko'rinishida davom etadi.

Bunda D-nur oddiy nur E-nur esa g'ayrioddiy nur deb ataladi. D-nur qisman qutblangan E-nur to'la qutblangan nur bo'ladi.



Tabiiy yorug'likdan qutblangan yorug'lik olish uchun ishlatiladigan qurilmalar – polyarizatorlar deb ataladi.

Tushayotgan yorug'lik nuri bilan Bryuster burchagi hosil qiladigan tarzda joylashtirilgan dielektirikning yassi sirtidan polyarizator sifatida foydalanish mumkin. Bunday sharoitda qaytgan nur to'liq qutblangan (E-nur), singan nur (D-nur) qisman qutblangan bo'ladi.

Fransuz olimi Nikol tomonidan taklif etilgan polyarizatar island shpatidan tayyorlangan ikkita (ABD va BDC) prizmasidan iborat bo'lib, ular Kanada balzami bilan yelimlanadi. Nikol prizmasidan faqat g'ayrioddiy nur o'tadi, bu nur qisman qutblangandir. Oddiy nur esa (O-nur) prizmadan qaytib, to'la qutblangan nur hosil qiladi.

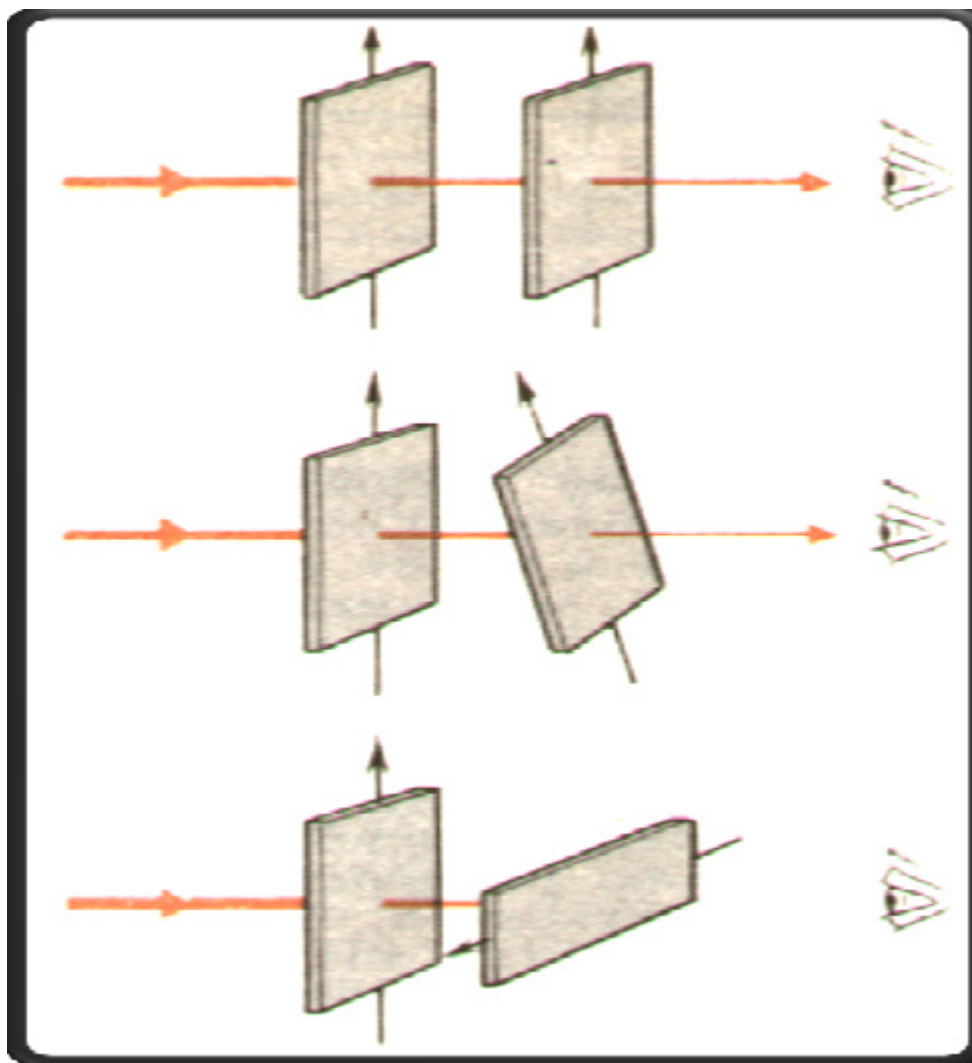
Polyarizator sifatida polyaroidlardan ham foydalaniladi. Polyaroid –yupqa selluloid plyonkasidan iborat bo'lib, unga gerapatitning ingichka kristalchalari kiritilgan bo'ladi. Gerapatit dixroizm xususiyati juda kuchli bo'lgan jismdir. Gerapatitning 0,1 mm. qalinlikdagi plyonkasida oddiy tamoman yutiladi. Hozirgi vaqtda polyaroid plyonkalar keng lentalar shaklida tayyorlanmoqda.

Polyarizatorlardan faqat qutblangan yorug'lik olish maqsadidagina emas, balki nurni qutblangan yoki qutblanmagan ekanligini va qutblangan nurning tebranish tekisligini anqlash uchun ham foydalanish mumkin. Shunday maqsadda ishlatiladigan polyarizator-analizator deb ataladi.

Polyarizator vazifasini o'tayotgan turmalin plastinkaga perpendikulyar ravishda tabiiy nur tushayotgan bo'lsin. Polyarizatoridan o'tgan nur yassi qutblangan bo'lib, uning yo'liga ikkinchi turmalin plastinkasini joylashtirilsa, u analizator (A) vazifasini bajaradi. P- polyarizator A-analizator. Tajribani ko'rsatishicha, P va A ning optik o'qlarining yo'nalishlari o'zaro parallel bo'lsa (a-holat) P dan o'tgan yorug'likni A to'liq o'tkazmaydi, ya'ni $I=I_0$ bo'ladi.

Agar P va A ning optik o'qlari o'zaro perpendikulyar bo'lsa (b-holat) A dan yorug'lik mutloq o'tmaydi, ya'ni $I=0$ bo'ladi.

Agar $0 < \alpha < \pi/2$ bo'lsa analizatoridan o'tgan yorug'lik intensivligi $0 < I < I_0$ bo'ladi.



а-расм

б-расм

в-расм

Malyus qonuniga asosan, analizatoridan o'tgan yorug'lik intensivligi analizator (A) va polyarizator (P) ning optik o'qlari orasidagi burchak kosinusining kvadratiga proporsionaldir, ya'ni

$$I = I_0 \cos^2 \alpha \quad (3)$$

bo'lib, bu ifoda Malyus qonunining formulasidir.

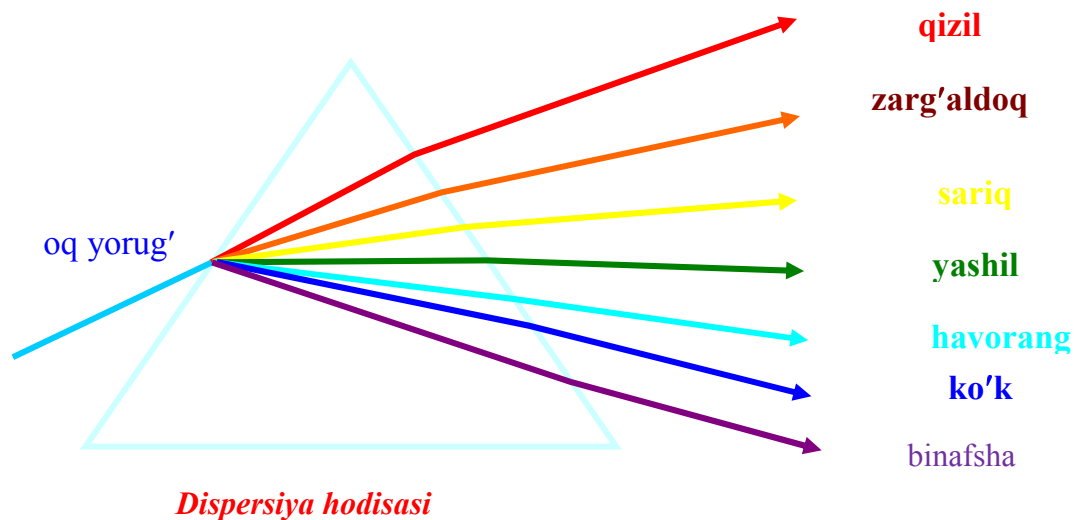
bunda: I- Polyarizatoridan o'tgan yorug'lik intensivligi.

I_0 - Analizatoridan o'tgan yorug'lik intensivligi

Nyuton tajribalar asosida yorug'lik dispersiyasi hodisasini kashf etdi. Dispersiya lotincha «dispergere» so'zidan olingan bo'lib, «sochmoq» ma'nosini bildiradi.

Yorug'lik dispersiyasi deganda moddaning sindirish ko'rsatkichi n -ni yorug'lik to'lqinining siklik chastotasi ω -ga yoki to'lqin uzunligi λ_0 ga bog'liqligi tufayli sodir bo'luvchi hodisalar tushuniladi. Muhit sindirish ko'rsatkichining yorug'lik to'lqin uzunligiga bog'liqligiga-yorug'likning dispersiyasi deyiladi.

Nyuton tajribasida uchburchakli prizma tushayotgan «oq yorug'lik» prizmadan sinib o'tib, qizildan binafshagacha bo'lgan etti xil rangli nurlarga ajralgan. Nyuton bu rangdor nurlar yo'lini spektr deb atadi. Spektrdagi rangdor nurlar chastotasi yoki to'lqin uzunligi bo'yicha prizmada turlicha sinadi. Spektrdagi eng katta



to'lqin uzunlikli chastotasi eng kichik nur qizil nur bo'lib, eng kichik to'lqin uzunlikli chastotasi eng katta nur binafsha nuridir. Spektrning qizil qismidan yuqorida bo'ladigan nurlanish-infragizil, binafsha qismidan pastdagi esla ultrabinafsha nurlanish deb atalib, ular ko'zga ko'rinmaydigan nurlardir. Infragizil nurlar uchun

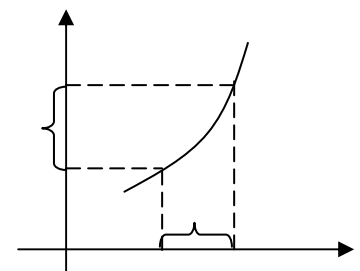
$\lambda = 7,8 \cdot 10^{-7} \text{ m}$ dan $\lambda = 8 \cdot 10^{-6} \text{ m}$ ga, ultrabinafsha nurlar uchun

$\lambda = 3,8 \cdot 10^{-7} \text{ m}$ dan $\lambda = 0,6 \cdot 10^{-8} \text{ m}$ ga tengdir.

Agar turli moddalardan yasalgan prizmalar tufayli olingan spektrlarni bir-biri bilan kelib chiqadi:

1. Bir xil chastotali ($\omega = \text{const}$) nurlar bu prizmalarda turlicha burchakka og'adi.
2. Bir xil chastotali intervaliga $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ ga mos bo'lgan spektr qismining kengliklari turli prizmalarda turlicha bo'ladi. Bunday moddalar bir-biridan faqat sindirish ko'rsatkichining qiymatlari bilangina emas, balki sindirish ko'rsatkichining yorug'lik chastotasiga bog'liqlik funksiyasi $n = f(\omega)$, bilan ham farqlanishi kelib chiqadi. Tushayotgan nurlarning chastotalari ortgan sari barcha shaffof moddalarning sindirish ko'rsatkichlari ham ortadi.

Biror chastotalar intervali $\Delta\omega$ da sindirish ko'rsatkichining o'zgarishi Δn ni xarakterlovchi $\Delta n / \Delta\omega$ -kattalik dispersiya o'lchovi vazifasini bajaradi. Chastota ortishi bilan moddalarning sindirish ko'rsatkichi ham ortib borsa, ya'ni $\Delta n / \Delta\omega > 0$ bo'lsa, bu moddadagi yorug'lik dispersiyasi normal dispersiya deyiladi. Agar $\Delta n / \Delta\omega < 0$ bo'lsa, ya'ni chastota



ortishi moddalarning sindirish ko'rsatgichi kamayib borsa, bu dispersiyaning anomal dispersiya deyiladi. Shisha uchun oq yorug'lik sohasining barcha qismlarida anomal dispersiya kuzatiladi.

Yorug'likning bo'shlikdagi tezligi yorug'likning to'lqin uzunligiga bog'liq bo'lmay, bunda $v=c$ bo'lgandan bo'shlikda dispersiya kuzatilmaydi.

Yorug'lik chiqayotgan har qanday jism spektr hosil qiladi, bu spektr nurlanish spektri deyiladi. Har xil moddalardan chiqadigan yorug'likning spektral tarkibi har xil bo'ladi. Barcha spektrlarni bir-biridan farq qiladigan uchta asosiy gruppaga bo'lish mumkin?

1. Tutash spektr.
2. Chiziq-chiziq spektr.
3. Yo'l-yo'l spektr.

Tutash spektr - ranglar biridan ikkinchisiga asta-sekin o'tib tutash yo'l ko'rinishida bo'ladi. Cho'g'langan qattiq jismlar yoki suyuqliklar tutash spektr chiqaradilar.

Chiziq-chiziq spektr –bir-biridan keng qora oraliqlar bilan ajralgan aniq yorug'lik to'lqin uzunligi mos keladi. Bu spektrni bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashmaydigan uyg'ongan alohida atomlar hosil qiladi.

Yo'l-yo'l spektr - gruppaga bo'lib joylashgan ko'p sonli chiziqlardan tuzilgan va bitta yo'l deb qarash mumkin bo'lgan rangli yo'llardan iborat bo'lib, buni tarkibida atomlarga parchalanmagan molekulalari bo'lgan gaz holatidagi moddalar hosil qiladi.

Spektrlar hosil qilish, ularni kuzatish va o'rganish uchun ishlatiladigan spektral asbob spektroskop deb ataladi. Spektrlar fotosur'atni olish yoki yozib olishga mo'ljallangan spektral asbob spektrograf deyiladi.

Moddalarni kimyoviy tarkibini aniqlashning spektral metodi spektral analiz deb atalib, bu usulda tarkibi noma'lum moddani spektri spektrograf yordamida sur'atga olinadi va uni to'lqin uzunliklari ma'lum bo'lgan spektr bilan taqqoslanadi. Hozirgi vaqtda barcha ximiyaviy elementlar atomlarining spektrlari aniqlangan va spektrlar jadvallari tuzilgan.

11- MA'RUZA

MAVZU: Issiqlik nurlanishi. Kirxgof qonunlari. Stefan Bolsman va Vin qonunlari

Reja:

1. Issiqlikdan nurlanish va AKJ tushinchasi.
2. Kirxgof qonunlari.
3. Stefan Bolsman va Vin qonunlari.
4. Reley-Jins formulasi.

Tayanch iboralar

- | | |
|--------------------------------------|--------------------|
| 1. Absolyut qora jism. | 3. pirometr |
| 2. τ - Stefan-Bolsman doimiysi. | 4. Plank doimiysi. |

Tabiatda nur chiqish xodisalari juda ko'pdir. Nurlanish ximiyaviy reaksiya natijasida, gazlardan elektr toki o'tish jarayonida, qattiq jismlarni tezlatilgan elektronlar dastasi bilan bombardimon qilinganda va nihoyat jismlar haroratini ko'targanimizda hosil bo'ladi.

Nurlanishning eng ko'p tarqalgan turi – jismlarni qizdirishda paydo bo'ladigan nurlanishdir. Bu issiqlik nurlanishi deb ataladi. Issiqlik nurlanishi ixtiyoriy haroratda vujudga kelib, past haroratlarda infraqizil nur ko'rinishida, yuqori haroratlarda qizg'ish, zarg'aldoq va oq yorug'lik nurlar ko'rinishida namoyon bo'ladi.

Issiqlik nurlanishi jarayoni jismning harorati bilan muvozanat holatda sodir bo'ladi. Bu holda, jismning harorati ortishi bilan, uning nurlanish jadalligi ham ortib boradi. Muvozanatda bo'lgan holat va jarayonlarga termodinamika qonunlarini qo'llash mumkin.

Issiqlik nurlanishini tavsiflash uchun ba'zi kattaliklarni aniqlab olamiz.

Nurlanayotgan jismning birlik sirtidan ($S = 1 \text{ m}^2$) barcha yo'nalishlar bo'ylab ($\Omega = 2\pi$ fazoviy burchak) chiqayotgan energiya oqimi jismning energiyaviy yorituvchanligi R_e deb ataladi.

Biror sirtga nurlanish oqimi tushganda bu nurlanishning bir qismi sirtan qaytadi, bir qismi sinib o'tib ketadi va qolgan qismi jismda yutiladi.

Demak tushuvchi nurlanish oqimi har uchchala oqimlar yig'indisidan iboratdir: $\Phi_o = \Phi_q + \Phi_{yu} + \Phi_s$.

Oddiy o'zgarishlarni bajarsak quyidagi ifodaga ega bo'lamiz

$$1 = \frac{\Phi_{\kappa}}{\Phi_0} + \frac{\Phi_{\alpha}}{\Phi_0} + \frac{\Phi_c}{\Phi_0}$$

Bu erda $\rho = \frac{\Phi_{\kappa}}{\Phi_0}$ – jismning nur qaytarish koeffitsienti, $\alpha = \frac{\Phi_{\alpha}}{\Phi_0}$ – nur yutish

koeffitsienti va $D = \frac{\Phi_c}{\Phi_0}$ – nur o'tkazish koeffitsienti deb ataladi.

SHaffof jismlarda, bu koeffitsientlarning yig'indisi 1 ga teng bo'ladi

$$\rho + a + D = 1, \quad (1)$$

Agarda jism nur o'tkazmasa $D = 0$,

$$\rho + a = 1$$

ga teng bo'ladi. Agarda jismning yutish koeffitsienti ham nolga teng bo'lsa, ya'ni $a = 0$, u holda

$$\rho = 1$$

teng bo'lib, jism absolyut oq jism deb ataladi va tushuvchi nurlanishning barchasini qaytaradi.

Agarda $a = 1$ shart bajarilsa, bunday jism absolyut qora jism deb ataladi.

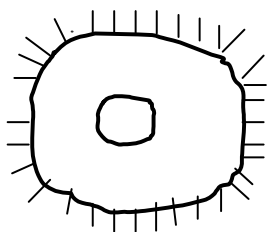
Agarda, ρ birdan kichik bo'lib, uning nur yutish qobiliyati hamma chastotalar uchun bir xil bo'lsa ($a = const$), bunday jism kulrang jism deb ataladi.

Tabiatda absolyut oq jism ham, absolyut qora jism ham bo'lmaydi. Har qanday jism tushayotgan nurlanishning bir qismini yutsa, qolgan qismini qaytaradi. Farqi shundaki, ba'zi jismlar ko'proq qismini yutib ozrog'ini qaytarsa, boshqa jismlar aksincha ko'prog'ini qaytarib, ozrog'ini yutadi. Masalan, qorakuya uchun $\lambda = 0,40 \div 0,75$ mkm sohada $a_{\lambda,T} = 0,99$.

Nur yutish qobiliyati hamma to'liq uzunliklart uchun bir xil va birdan kichik bo'lgan jism kulrang jism deb ataladi.

$$a_{\lambda,T} = a_T = const < 1 \quad (2)$$

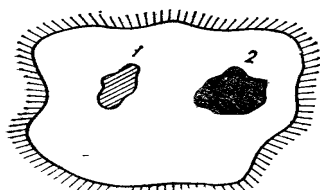
Odatda, o'zining xussuiyatlari bilan absolyut qora jismdan kam farq qiladigan Mixelson taklif etgan modeldan foydalaniladi (1–rasm). Bunday modelp juda kichik teshigi bo'lgan berk kovak idishdan iborat.



1- rasim.

Ixtiyoriy to'liq uzunlikdagi nur teshik orqali kovakka kirib qolgach, uning ichki devoridan ko'p marta qaytib, nur energiyasining bir qismi yutiladi, natijada nur energiyasining juda kichik ulushigina kovakdan qaytib chiqishi mumkin. SHuning uchun bunday modelning nur yutish qobiliyati 1 ga juda yaqin bo'ladi.

Bu modelda nur qaytarish va nur yutish qobiliyatidan tashqari T temperaturadagi jismning birlik sirtidan birlik vaqtda nurlanayotgan elektromagnit to'liqlarning ener-giyasini ifodalaydigan kattalik – T temperaturadagi jismning ***nur chiqarish qobiliyati yoki energetik yolqinligi*** (e_t orqali belgilanadi va Vt/m^2 , (J/m^2s) bilan o'lchanadi) degan tushuncha kiritiladi. Bundan tashqari, λ to'liq



2 – rasim.

uzunlikli, T – temperaturadagi jism nur chiqarish qobiliyati $e_{\lambda,t}$ dan foydalaniladi. Absolyut qora jism nur chiqarish qobiliyati $E_{\lambda,t}$ bilan belgilanadi.

Issiqlik nurlanishi boshqa turdagi nurlanishlardan o'zining bir xususiyati bilan farq qiladi T temperaturadagi jism issiqlik o'tkazmaydigan qobiq bilan o'ralgan deb

faraz qilaylik Jism chiqargan nurlanish qobiqqa tushib undan bir yoki bir necha marta qaytadi va yana jismga tushadi. Jism bu nurlanishni qisman yoki to'la yutadi. Qisman yutsa, qolgan qismini yana qobiqqa qaytaradi. SHuning uchun jism vaqt birligi ichida qancha energiya chiqarsa, shuncha energiya yutadi va jismning temperaturasi o'zgarmaydi. Bu holatni **muvozanatli holat** deyiladi. SHu sababdan issiqlik nurlanishini **muvozanatli nurlanish** deb yuritiladi. Endi qobiq ichida 2 ta (2 – rasm) bir xil temperaturadagi jism bo'lsin. Agar jismlardan biri ko'proq yutayotgan bo'lsa, bu jismning temperaturasi ortib ketadi. Buning evaziga 2 – jismning temperaturasi kamayib ketishi kerak. Lekin bu termodinamikaning 2 – qonuniga ziddir. Aytaylik 1 – jism oddiy, 2 – jism absolyut qora jism bo'lsin:

Tajribadan ma'lum bo'lishicha, jismlarning nur chiqarish qobiliyati (r) jismning temperaturasiga va nurlanish chastotasiga bog'liqdir. Nur chiqarish qobiliyati ma'lum bo'lgan holda energiyaviy yorituvchanlikni hisoblash mumkin:

$$R_{\text{sm}} = \int_0^{\infty} r_{\omega T} d\omega, \quad (3)$$

Ixtiyoriy jismning nur chiqarish va nur yutish qobiliyatlari o'rtasida aniq bog'lanish Kirxgof qonuni deb ataladi: nur chiqarish va yutish qobiliyatlarining o'zaro nisbati jismlarning tabiatiga bog'liq bo'lmay, hamma jismlar uchun chastota va haroratning universal funksiyasidir

$$\frac{r_{\omega T}}{a_{\omega T}} = f(\omega, T), \quad (4)$$

Absolyut qora jismda $a_{\omega T} = 1$ bo'lgani uchun

$$r_{\omega T} = f(\omega, T)$$

tenglikka ega bo'lamiz.

Demak, Kirxgoffning universal funksiyasi absolyut qora jismning nur chiqarish qobiliyatining o'zidir.

$f(\omega, T)$ funksiyaning ko'rinishini nazariy keltirib chiqarish juda murakkab masaladir.

Stefan (1879 y.) tajriba natijalarini taxlil qilib, istalgan jismning energiyaviy yorituvchanligi absolyut haroratning to'rtinchi darajasiga proporsional degan xulosaga keldi.

Bolsman bu ishlarni davom etdirib, termodinamik muloxazalarga tayanib, absolyut qora jismning energiyaviy yorituvchanligi uchun quyidagi ifodani keltirib chiqardi:

$$R_s = \int_0^{\infty} f(\omega, T) d\omega = \sigma T^4, \quad (5)$$

Bu ifoda Stefan-Bolsman qonuni, $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ Vt/m}^2\text{grad}^4$ esa, Stefan-Bolsman doimiysi deb ataladi.

Stefan-Bolsman qonuni energiyaviy yorituvchanlikni haroratga bog'liqligini ko'rsatish bilan, spektral taqsimot funksiyasini ham aniqlash imkonini beradi.

O'z navbatida Vin elektromagnit nazariya qonunlaridan foydalanib, taqsimot funksiyasi uchun quyidagi ifodani taklif etdi:

$$f(\omega, T) = \omega^3 F\left(\frac{\omega}{T}\right), \quad (6)$$

Bu erda $F\left(\frac{\omega}{T}\right)$ - chastotani xaroratga nisbatining noma'lum funksiyasidir.

Nurlanish spektri maksimumining to'liq uzunligini absolyut temperaturaga ko'paytmasi doimiy kattalikdir.

$$\lambda_m \cdot T = \epsilon, \quad (7)$$

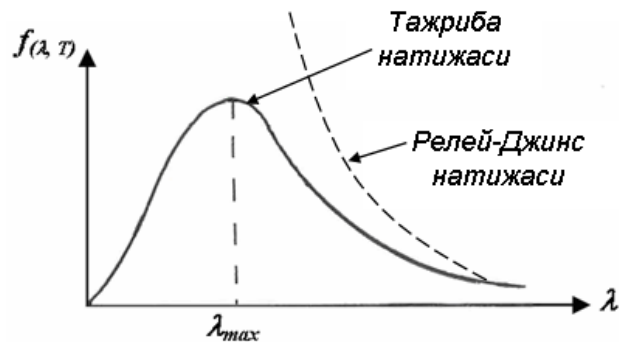
va bu ifoda **Vinning siljish qonuni** deb ataladi. Bu erda

$$\epsilon = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ K} \cdot \text{m} = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$$

Reley va Djins energiyaning erkinlik darajasi bo'yicha teng taqsimlanishini hisobga olib $f(\omega, T)$ funksiyani aniq ko'rinishini keltirib chiqardilar.

$$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} KT \quad \text{yoki} \quad f(\nu, T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} KT \quad (8)$$

Reley – Djins ifodasi faqat katta to'liq uzunliklarida tajriba natijalari bilan mos keladi, kichik to'liq uzunliklar uchun mutlaqo zid natijaga olib keladi (3 - rasm).



3 – rasm. Absolyut qora jismning nurlanish spektri

Uzluksiz chiziqlar absolyut qora jismning tajribada olingan nurlanish spektri natijalarini, uzoq-uzoq chiziqlar Reley - Djins ifodasining hisob natijalarini bildiradi:

$$R_\nu = \frac{2\pi KT}{c^2} \int_0^\infty \nu^2 d\nu = \infty$$

$f(\omega, T) = \frac{\omega^2}{4\pi^2 c^2} KT$ ifodani ω bo'yicha echib, 0 dan ∞ oraliqda integrallaganda energiyaviy yorituvchanlik qiymatini baholash mumkin.

M.Plank $f(\omega, T)$ funksiyani tajriba natijalariga mos keluvchi ifodasini keltirib chiqardi. U o'z nazariyasida klassik fizika qonunlariga mos kelmaydigan ba'zi o'zgartirishlarni kiritdi, ya'ni elektromagnit nurlanish energiyasi porsiya (kvant) miqdorida tarqaladi va energiya kvanti quyidagiga teng deb hisobladi.

$$\epsilon = h\nu = \hbar\omega, \quad (9)$$

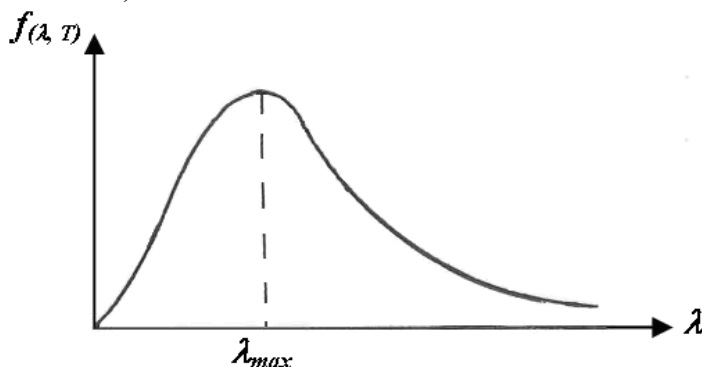
Bu erda $\hbar$ - Plank doimiysi deb ataladi.

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = \frac{6,67 \cdot 10^{-34}}{6,28} \approx 1,054 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$$

Absolyut qora jismning nurlanishi uchun, Plank ifodasi chastota yoki to'liq uzunligiga bog'liq bo'lib, quyidagi tenglik bilan ifodalanadi:

$$f(\omega, T) = \frac{h \omega^3}{4 \pi^2 c^2} \frac{1}{e^{\frac{h \omega}{kT}} - 1} \quad \text{yoki} \quad \varphi(\lambda, T) = \frac{4 \pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{h c}{\lambda kT}} - 1} \quad (10)$$

Plank ifodasining hisob natijalari tajriba natijalari bilan katta aniqlikda bir-biriga mos keldi (4 - rasm).



4 – rasm. Absolyut qora jism nurlanish spektrining Plank ifodasi

(10) – ifodadan Stefan-Bolsman va Vin ifodalarini oson keltirib chiqarish mumkin.

$$R_{\vartheta} = \int_0^{\infty} f(\omega, T) d\omega = \int_0^{\infty} \varphi(\lambda, T) d\lambda = \int_0^{\infty} \frac{4 \pi^5 k^4}{15 h^3 c^2} T^4 = \sigma \cdot T^4, \quad (11)$$

$$\sigma = \frac{4 \pi^5 k^4}{15 h^3 c^2} \approx 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Bm} / \text{m}^2 \text{cpad}^{-4}$$

SHunday qilib, Plank muvozanatli issiqlik nurlanishining tugallangan ifodasini nazariy keltirib chiqardi va bu kvant nazariyasining asoslaridan biri deb hisoblanadi.

Olisdan nur tarqatayotgan jismlarning yoki yuqori haroratli, qizigan, jismlarning haroratini oddiy usullar bilan o'lchab bo'lmaydi.

Bunday hollarda haroratni ularning nurlanish spektriga qarab aniqlash mumkin. Jismlarning nurlanishiga qarab ularning haroratini aniqlovchi usullarning barchasi optik pirometriya va o'lchash asboblari esa, optik pirometrlar deb ataladi.

Ular ikki xil – radiatsiyaviy va optik pirometrlarga bo'linadi. Radiatsiyaviy pirometrlarda qizdirilgan jismning 0 dan ∞ bo'lgan chastota kengligida tarqalayotgan to'la issiqlik nurlanishi jamlanadi. Optik pirometrlarda nurlanish spektrining tegishli kichik qismini qabul qilish orqali jism harorati aniqlanadi.

NAZORAT SAVOLLARI

1. AKJ nima?
2. Kirxgof qonunlarini yozib ko'rsating.
3. Stefan-Bolsman qonunida nima deyiladi?
4. Vin qonuni nimani anglatadi?
5. Reley-Jins formulasini yozing.

MAVZU: Yorug'likning Kvant xususiyatlari fotoeffekt. Yorug'likning bosimi. Kompton effekti. Foton impulsi va massasi

Reja:

1. Yorug'likning kvant xususiyatlari.
2. Fotoeffekt hodisasi.
3. Fotoeffekt qonunlari.
4. Yorug'lik bosimi.
5. Kompton effekti.
6. Foton impulsi.
7. Foton massasi.

Tayanch iboralar:

- | | |
|---------------------------|-----------------------------|
| 1. Fotoeffekt. | 3. chiqish ishi, |
| 2. chegaraviy chastotasi. | 4. tashqi ichki fotoeffekt. |

Fotoeffekt

Absolyut qora jismning issiqlik nurlanishini yorqin tushuntirgan Plank gipotezasi, fotoeffekt xodisasini ham tushunib etishda o'z ifodasini topdi va u kvant nazariyasini shakllantirishda katta ahamiyatga ega bo'ldi.

Fotoeffekt – tashqi, ichki va ventilli bo'lishi mumkin.

Elektromagnit nurlanish ta'sirida moddalardagi elektronlarning tashqariga chiqish xodisasi **tashqi fotoelektrik effekt (fotoeffekt)** deb ataladi. Tashqi fotoeffekt asosan qattiq jismlarda (metallar, yarimo'tkazgichlar, dielektriklar), hamda gazlardagi alohida atom va molekulalarda (fotoionlashish) kuzatiladi.

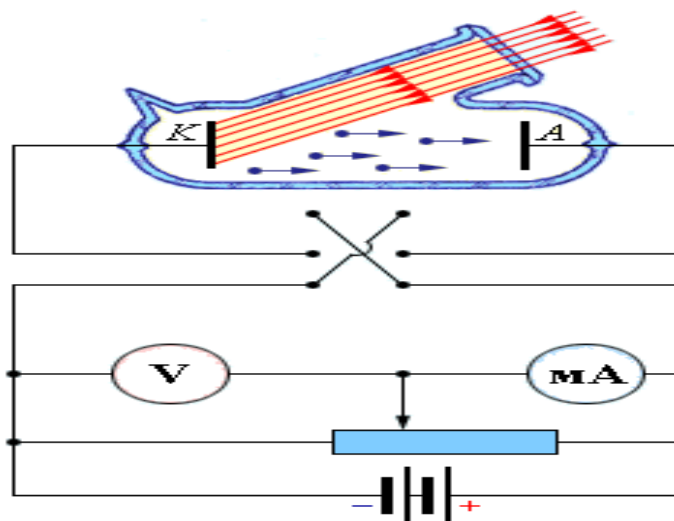
Fotoeffekt Gers tomonidan 1887 yilda birinchi marta kuzatilgan. U, gazlarni uchqun chiqish davrida ultrabinafsha nurlanish bilan nurlatganda razryad jarayonining kuchayishini kuzatgan.

Fotoeffekt xodisasini birinchi marta Stoletov mukammal o'rgangan. Fotoeffekt xodisasini o'rganuvchi qurilma tuzilishi 1 - rasmda keltirilgan.

Vakuum trubkadagi K - elektrod katod deb ataladi va u tekshirilayotgan xar xil metallardan tayyorlanadi.

A – elektrod anod deb ataladi va metall to'rdan iborat bo'ladi. Ikkala elektrod tashqi kuchlanishga ulangan bo'lib, R o'zgaruvchan qarshilik (potensiometr) yordamida kuchlanish qiymati va ishorasini o'zgartirish mumkin. O'rganiladigan metall (katod) monoxromatik yorug'lik bilan yoritilganda xosil bo'ladigan tokni zanjirga ulangan milliampermetr orqali o'lchash mumkin. O'tkazilgan tajribalar natijalariga asoslanib Stoletov quyidagi qonuniyatlarni o'rnatdi:

- 1) metallardagi fotoeffekt xodisasiga ultrabinafsha nurlar ko'proq ta'sir ko'rsatadi;
- 2) yorug'lik ta'sirida moddalar asosan manfiy zaryadlarni yo'qotadi;
- 3) yorug'lik ta'sirida xosil bo'ladigan tok kuchi uning jadalligiga to'g'ri proporsionaldir.



1 – rasm. Fotoeffekt xodisasini o‘rganuvchi qurilma

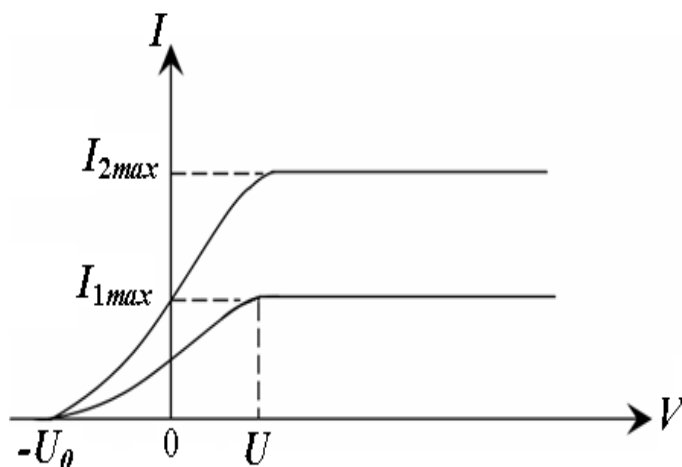
Tompson 1898 yilda yorug‘lik ta‘sirida chiqadigan zarrachalarning solishtirma zaryadini o‘lchadi va ular elektronlardan iborat ekanligini isbotladi.

Yarimo‘tkazgich yoki dielektriklarning energetik spektridagi bog‘langan energetik holatlardan erkin energetik holatlarga elektromagnit nurlanish ta‘sirida elektronlarning o‘tishi - **ichki fotoeffekt** deb ataladi, chunki elektronlar bir energetik holatdan yuqorigi energetik holatlarga o‘tib, moddadan tashqariga chiqmaydilar.

Ikkita yarim o‘tkazgich yoki metall - yarimo‘tkazgich kontaktlarini yorug‘lik bilan yoritilganda foto elektr yurituvchi kuch (EYUK) hosil bo‘lish jarayoniga ventilli fotoeffekt deb ataladi. Bu hodisa quyosh energiyasini to‘g‘ridan to‘g‘ri elektr energiyasiga aylantirish imkonini yaratib beradi.

1 - rasmdagi qurilmadan foydalanib, yorug‘lik ta‘sirida katod chiqaradigan elektronlar oqimi hosil qiladigan I fototokning elektrodlar orasidagi kuchlanish tushishiga bog‘liqligini, ya‘ni **fotoeffektning volt-amper xarakteristikasini (VAX)** o‘rganish mumkin.

CHastotalari bir xil, jadalliklari xar xil ikki xil yoritilganlik uchun fototokning VAX 2 - rasmda keltirilgan.



2 – rasm. Fotoeffektning volt – amper xarakteristikasi

Ikkita elektrod orasidagi kuchlanish tushishi U oshishi bilan, boshlanishda fototok asta-sekin oshaboradi, ya'ni katoddan chiqib, anodga etib boradigan fotoelektronlar soni oshib boradi. Egri chiziqlarning qiyalik qiyofasi katoddan elektronlar xar xil tezlikda otilib chiqishini ko'rsatadi.

Fototokning maksimal qiymati $I_{max} = I_{to'y}$, ya'ni to'yinish fototokining boshlanishi shunday U kuchlanish tushishi bilan aniqlanadiki, bunday kuchlanish tushishida katoddan chiqayotgan elektronlar anodga etib kelishga ulguradilar:

$$I_{myü} = en, \quad (1)$$

bu erda n – katodning 1 sekundda chiqargan elektronlar soni.

Volt-amper xarakteristikadan $U = 0$ bo'lganda fototok nolga aylanmasligi ko'rinib turibdi, chunki katoddan chiqayotgan ayrim elektronlar noldan farqli ν boshlang'ich tezlikka ega bo'lib, ma'lum kinetik energiyaga ega bo'lganlari uchun, tashqi maydonsiz anodga etib kelaoladilar.

Fototok nolga teng bo'lishi uchun, elektronlarga ishorasi manfiy bo'lgan, elektronlarni to'xtatib qoluvchi – U_0 kuchlanish qo'yish kerak. demak, $U = -U_0$ bo'lganda, xattoki ν_{max} – maksimal tezlikka ega bo'lgan elektronlar ham to'xtatib qoluvchi kuchlanishni engolmaydilar va anodga etib kelaolmaydilar, natijada fototok nolga aylanadi.

Berilgan katod moddasi va yorug'lik nuri chastotasi uchun to'xtatib qoluvchi – U_0 kuchlanishni o'lchash, katoddan chiqayotgan fotoelektronlarning tezligi va kinetik energiyasi qiymatlarini aniqlash imkonini beradi:

$$m \nu_{max}^2 / 2 = eU_0, \quad (2)$$

Xar xil katod materiallari uchun, katodga tushayotgan yorug'likning chastotasi va xar xil yoritilganlik jadalliklarida olingan fotoeffekt VAX natijalariga asosan quyidagi uchta fotoeffekt qonunlari o'rnatildi:

1. Stoletov qonuni. Katodga tushayotgan yorug'likning belgilangan chastotasida, birlik vaqtda katoddan ajralib chiqayotgan fotoelektronlar soni yorug'lik jadalligiga proporsionaldir;

2. Fotoelektronlar boshlang'ich tezligining maksimal qiymati katodga tushayotgan yorug'lik jadalligiga bog'liq bo'lmay, faqat ν chastotaga bog'liq bo'lib, uning oshishi bilan chiziqli o'sib boradi;

3. Har bir modda uchun fotoeffektning «qizil chegarasi» mavjud, ya'ni yorug'likning ν_0 – minimal chastotasi mavjud bo'lib, bu chastotada yorug'likning istalgan jadalligida fotoeffekt kuzatiladi.

Bu qonunlarni tushuntirish uchun Eynshteyn 1905 yilda fotoeffektning kvant nazariyasini ishlab chiqdi. Bu nazariyada, ν chastotali yorug'lik nurlanishda ham, tarqalishda ham va moddalarda yutilishda ham alohida energiya porsiyalari

$$\varepsilon_0 = h \nu$$

orqali namoyon bo'ladi. SHunday qilib, yorug'lik tarqalishini uzluksiz to'lqin jarayoni deb tasavvur qilmay, uni fazoda diskret yorug'lik kvantlari oqimi sifatida, vakuumda esa s tarqalish tezligi bilan harakatlanadi deb hisoblash kerak. Bu elektromagnit nurlanish kvantlari fotonlar deb ataladi.

Kvant nazariyasiga asosan, har bir kvantni faqat bitta elektron yutishi mumkin. SHu sababli, yorug‘lik ta’sirida katoddan ajralib chiqqan fotoelektronlar yorug‘lik jadalligiga proporsionaldir (fotoeffektning I qonuni).

Katodga tushayotgan foton energiyasi elektronni metallan chiqish ishini (4) engishga va chiqayotgan fotoelektronga $m v_{\max}^2 / 2$ kinetik energiya berishga sarf bo‘ladi.

$$h \nu = A + m v_{\max}^2 / 2, \quad (3)$$

Bu ifoda tashqi **fotoeffektning Eynshteyn tenglamasi** deb ataladi va fotoeffektning II va III qonunlarini tushuntiraoladi.

Eynshteyn tenglamasidan, fotoelektronning maksimal kinetik energiyasi tushayotgan nurlanish chastotasi oshishi bilan chiziqli o‘tib borishi va nurlanish jadalligiga bog‘liq emasligi ko‘rinib turibdi.

Yorug‘lik chastotasi kamayishi bilan fotoelektronning kinetik energiyasi pasayib, qandaydir kichik chastotada $\nu = \nu_0$, fotoeffekt kuzatilmaydi:

$$\nu_0 = \frac{A}{h}, \quad (4)$$

Ana shu ν_0 chastota berilgan metall uchun **fotoeffektning «qizil chegarasi»** bo‘ladi va faqat elektron chiqish ishiga bog‘liq bo‘ladi.

(2) -, (3) – va (4) – ifodalardan quyidagiga ega bo‘lamiz:

$$eU_0 = h(\nu - \nu_0), \quad (5)$$

Yorug‘lik bosimi

Eynshteynning yorug‘lik kvantlari to‘g‘risidaga gipotezasiga asosan, yorug‘lik diskret energiya porsiyalari – **fotonlar** sifatida nurlanadi, yutiladi va fazoda tarqaladi.

Foton energiyasi $\varepsilon_0 = h \nu$ ga teng. Foton massasini uning energiyasi orqali ifodalash mumkin:

$$m_\gamma = h \nu / c^2, \quad (6)$$

Fotonni elementar zarracha deb hisoblasak, s yorug‘lik tezligi bilan tarqalishi sababli, turg‘un massasini nolga teng deb hisoblash mumkin.

Fotonning impulsi

$$P_\gamma = \frac{\varepsilon_0}{c} = \frac{h \nu}{c}, \quad (7)$$

ga teng.

Fotonning massasi, impulsi va energiyasi uning korpuskulyar xususiyatini belgilaydi, ν - chastotasi esa, yorug‘likning to‘lqin xususiyatini belgilaydi.

Foton, agarda impulsiga ega bo‘lsa, u holda jismga tushayotgan yorug‘lik unga bosim ta’sirini o‘tkazadi, chunki foton sirtga urilganda, unga o‘z impulsini uzatadi.

Jism sirtiga ν chastotali monoxromatik yorug‘lik nuri tushayotgan bo‘lsin. Agarda birlik sirt yuzasiga birlik vaqtda N ta foton tushsa, jism sirtining ρ - qaytarish koeffitsientiga asosan ρN fotonlar qaytadi, $(1 - \rho)N$ fotonlar esa jismda yutiladi.

Har bir yutilgan foton sirtga

$$P_{\gamma} = \frac{h \nu}{c}$$

impuls uzatadi, qaytgan foton esa

$$2 P_{\gamma} = \frac{2 h \nu}{c}$$

impuls uzatadi. U holda sirtga ta'sir etuvchi bosim quyidagiga teng bo'ladi:

$$P = \frac{2 h \nu}{c} \rho N + \frac{h \nu}{c} (1 - \rho) N$$

$$P = (1 + \rho) \frac{h \nu}{c} N$$

bu erda $h \nu$ bitta fotonning energiyasi bo'lgani uchun,

$$N h \nu = E_{\gamma}$$

barcha fotonlarning energiyasi bo'ladi yoki sirtga tushayotgan yoritilganlik energiyasi bo'ladi.

Bu erda $\frac{E_{\gamma}}{c} = W$ nurlanish energiyasining xajmiy zichligi deb ataladi.

SHuning uchun, yorug'lik sirtga normal tushishida hosil qilgan bosimi

$$P = \frac{E_{\gamma}}{c} (1 + \rho) = W (1 + \rho) , \quad (8)$$

ga teng bo'ladi.

Kompton effekti

1923 yilda Kompton rentgen nurlarining turli moddalarda sochilishini o'rganib, sochilayotgan nurlarning to'lqin uzunligi tushayotgan nurlar to'lqin uzunligidan katta ekanligini aniqladi.

$$\Delta \lambda = \lambda' - \lambda = 2 \lambda_0 \sin^2 \frac{\theta}{2} , \quad (9)$$

bu erda λ - tushayotgan rentgen nurining to'lqin uzunligi, λ' - sochilgan nurlar to'lqin uzunligi, θ - sochilgan nur bilan tushuvchi nur orasidagi burchakdir (3 - rasm) $\lambda_0 = 0,0242 \text{ \AA}$ nurning tabiati va to'lqin uzunligiga bog'liq bo'lmagan o'zgarmas kattalikdir.



3 – rasm. Fotonni moddaning erkin elektroni bilan to'qnashishi

Ultraqisqa to'liqlik elektromagnit nurlanishning moddalardagi erkin elektronlarda, to'liq uzunligi oshishi bilan bog'liq elastik sochilishi – **Kompton effekti** deb ataladi.

Korpuskulyar xususiyatiga ega bo'lgan fotonlar moddalarning erkin elektronlari bilan elastik to'qnashishida, foton elektronga, energiya va impulsning saqlanish qonuniga asosan, o'zining energiya va impulsining bir qismini uzatadi.

Moddaga tushayotgan fotonning energiya va impuls

$$\varepsilon_{\gamma} = hc \quad , \quad p_{\gamma} = \frac{h \nu}{c}$$

ga teng. Tinch holatda turgan elektronning energiyasi $W_0 = mc^2$ ga teng.

Foton elektron bilan to'qnashganda energiya va impulsining bir qismini berib θ burchak ostida sochiladi. Sochilayotgan foton energiya va impuls quyidagiga teng bo'ladi:

$$\varepsilon'_{\gamma} = h \nu' \quad , \quad p'_{\gamma} = \frac{h \nu'}{c}$$

Sochilayotgan fotonning energiyasi ε'_{γ} va ν' chastotasi kamaygani uchun, uning to'liq uzunligi λ oshadi. Tinch holatda turgan elektron $p_e = mU$ impuls va $W = mc^2$ energiyaga ega bo'lib, elastik to'qnashish hisobiga harakatga keladi.

Energiyaning saqlanish qonuniga asosan

$$mc^2 + h \nu = mc'^2 + h \nu' \quad , \quad (10)$$

ga ega bo'lamiz. Impulsning saqlanish qonuniga asosan

$$(m \nu)^2 = \left(\frac{h \nu}{c} \right)^2 + \left(\frac{h \nu'}{c} \right)^2 - 2 \frac{h^2}{c^2} \nu \nu' \cos \theta$$

ga ega bo'lamiz.

$\nu = \frac{c}{\lambda}$, $\nu' = \frac{c}{\lambda'}$ va $\Delta \lambda = \lambda' - \lambda$ ekanligini hisobga olib

$$\Delta \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta) = \frac{2 h}{m_0 c} \sin^2 \frac{\theta}{2} \quad , \quad (11)$$

to'liq uzunliklari farqi ifodasiga ega bo'lamiz. Bu erda

$$\lambda_0 = \frac{h}{m_0 c} = 0,0242 \text{ A}^0$$

ga tengdir.

13-MA'RUZA

MAVZU: Elektron dualizmi.De-Broyl to'liq uzunligi. Elektron difraksiyasi. Geyzenberg noaniklik munosobati.

Reja:

1. Elektron dualizmi.
2. De-Broyl to'liqini.
3. Elektron difraksiyasi.
4. Geyzenberg noaniqligi.

Tayanch iboralar

1. Zarraning impulsi va to‘lqin uzunligi
2. Noaniqlik munosobati.
3. Modda zarrachalarining korpuskulyar – to‘lqin dualizmi

Fransuz olimi Lui de Broyl 1923 yilda yorug‘likning ikki yoqlama tabiatini hisobga olib, korpuskulyar – to‘lqin dualizmining universalligi gipotezasini ilgari surdi.

De Broyl korpuskulyar xususiyat bilan bir qatorda to‘lqin xususiyatiga faqat fotonlar emas, balki elektronlar va istalgan boshqa zarrachalar ham ega ekanligini ta’kidladi. Bu gipotezaga asosan, mikrozarachalarga, bir tarafdin energiya va impuls – korpuskulyar xususiyat biriktirilishi bilan, ikkinchi tarafdin ν chastota va λ to‘lqin uzunligi – to‘lqin xususiyati ham biriktiriladi.

Fotonlar uchun korpuskulyar va to‘lqin xususiyatlari quyidagi miqdoriy bog‘lanishga egadirlar:

$$E = h \nu \quad , \quad p = \frac{h}{\lambda} \quad (1)$$

Bu ifoda, faqat tinch holatda massaga ega bo‘lmagan foton uchun emas, balki tinch holatda massaga ega bo‘lgan boshqa zarrachalar uchun ham o‘rinlidir.

SHunday qilib impulsga ega bo‘gan istalgan zarrachalar

$$\lambda = \frac{h}{p} \quad , \quad (2)$$

de Broyl tenglamasi bilan aniqlanadigan to‘lqin uzunlikdagi to‘lqin jarayoni bilan taqqoslanadi. Bu nisbat r impulsiga ega bo‘lgan istalgan zarracha uchun o‘rinlidir. De Broyl gipotezasi tez orada tajribada o‘z tasdig‘ini topdi.

1927 yilda Devison va Djermerlar tabiiy difraksiyaviy panjara - nikel kristall panjarasidan elektronlar dastasi sochilganda aniq difraksiyaviy manzarani kuzatdilar, ya’ni elektronlar to‘lqin xususiyatiga ega ekanligini isbotladilar. Difraksiya maksimumlari Vulf-Breg ifodasiga

$$\lambda = \frac{2d}{m} \sin \theta \quad , \quad m = 0,1,2,\dots \quad (3)$$

mos kelib, Breg to‘lqin uzunligi de Broyl ifodasidagi $\lambda = \frac{h}{p}$ to‘lqin uzunligiga juda katta aniqlikda teng keldi.

Keyinchalik tezlatilgan elektronlar dastasi (energiyasi $\approx 50 \text{ keV}$) qalinligi $\sim 1 \text{ mk}$ bo‘lgan metall qog‘ozdan o‘tganda ham difraksiyaviy manzara kuzatildi.

Bu tajribalar elektronlar oqimi yordamida o‘tkazilgani uchun, to‘lqin xususiyati faqat elektronlar oqimiga taaluqlimi? yoki yakka elektronlarga ham tegishlimi? degan savollar tug‘ildi.

1948 yilda Fabrikant juda kuchsiz elektronlar dastasi bilan tajriba o‘tkazganda, ya’ni kuzatuvchi asbobdan har bir elektron alohida o‘tganda ham, difraksiyaviy manzarani kuzatdi. Demak, to‘lqin xususiyati faqat zarrachalar to‘plamiga emas, balki yakka zarrachalar uchun taalluqli ekan.

Keyinchalik, difraksiyaviy xodisalar neytronlar, protonlar, atom va molekulyar dastalar uchun ham kuzatildi.

Zarrachalarning to‘lqin xususiyatini tajribada tasdiqlanishi, uni moddaning umumiy xususiyatidir degan fikrga olib keldi. U holda to‘lqin xususiyati makroskopik jismlar uchun ham o‘rinlimi?, Nima uchun tajribada kuzatilmaydi? degan savollar tug‘ildi.

Misol uchun massasi 10^{-3} kg bo‘lgan zarracha 1 m/s tezlik bilan harakatlanayotgan bo‘lsa, (3) – ifodaga asosan, de Broyl to‘lqin uzunligi $\lambda = 6,66 \cdot 10^{-32} \text{ m}$ bo‘lish kerak. Bunday to‘lqin uzunlikka ega bo‘lgan to‘lqinlar difraksiya xodisasini kuzatish uchun, doimiylik $d \cong 10^{-31} \text{ m}$ bo‘lgan kristall panjara bo‘lishi kerak. SHunday kristall panjara tabiatda bo‘lmagani uchun, bunday makroskopik zarracha difraksiyasini kuzatib bo‘lmaydi. SHu sababli, makroskopik jismlar faqat korpuskulyar xususiyatini namoyon etadilar.

Modda zarrachalarining ikkiyoqlama korpuskulyar – to‘lqin tabiatini tasavvur etish, zarracha energiyasi va chastotasining o‘zaro bog‘liqligi

$$\varepsilon = h \nu, \quad (4)$$

bilan yanada mustahkamlanadi.

De Broyl to‘lqinining fizik ma‘nosi

Ma‘lum ν tezlik bilan erkin harakatlanayotgan, m massali zarrachani qaraylik. Uning uchun de Broyl to‘lqinining fazaviy va guruhli tezliklarini hisoblab ko‘ramiz. Fazaviy tezligi quyidagiga tengdir:

$$\nu_{\text{faz}} = \frac{\omega}{k} = \frac{\hbar \omega}{\hbar k} = \frac{E}{p} = \frac{mc^2}{m\nu} = \frac{c^2}{\nu}, \quad (5)$$

Bu erda $E = \hbar\omega$, $p = \hbar k$ va $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - to‘lqin soni. $C > U$ bo‘lgani uchun, de Broyl to‘lqinining fazaviy tezligi, yorug‘likning vakuumdagi tezligidan kattadir.

Fazaviy tezlikning yorug‘lik tezligidan katta yoki kichik bo‘lishi to‘lqinning guruhli tezligiga bog‘liq bo‘ladi.

Guruhli tezlikni quyidagicha ifodalash mumkin.

$$U = \frac{d\omega}{dk} = \frac{d(\hbar\omega)}{d(\hbar k)} = \frac{dE}{dp}$$

Erkin zarracha energiyasi

$$E = \sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}, \quad (6)$$

ga teng bo‘lgani uchun

$$\frac{dE}{dp} = \frac{pc^2}{\sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}} = \frac{pc^2}{E} = \frac{m\nu c^2}{mc^2} = \nu$$

Demak, de Broyl to‘lqinining guruhli tezligi zarrachaning tezligiga teng ekan. Fotonning guruhli tezligi

$$\nu = \frac{pc^2}{E} = \frac{mcc^2}{mc^2} = c$$

o‘sha fotonning tezligiga tengdir.

De Broyl to'liqini dispersiya xodisasiga bo'ysunadi, ya'ni to'liqin tezligi to'liqin uzunligiga bog'liq bo'ladi.

To'liqinning fazaviy tezligini erkin zarrachaning energiyasi orqali ifodalasak

$$v_{faz} = \frac{E}{p} = \frac{\sqrt{m_0^2 c^4 + p^2 c^2}}{p}$$

$p = \hbar k = \frac{2\pi\hbar}{\lambda}$ bo'lgani uchun, fazaviy tezlik to'liqin uzunligiga bog'liq bo'ladi.

Geyzenberg noaniqliklarining o'zaro nisbati

Modda zarrachalarining ikkiyoqlamalik korpuskulyar – to'liqin tabiatiga asosan, ularga zarrachaning yoki to'liqinning barcha xususiyatlarini belgilash mumkin emas. SHu sababli, mikrozzarrachalar xususiyatlarini o'rganishda klassik mexanika tushunchalariga ayrim cheklashlar kiritish zarur bo'ladi.

Masalan, klassik mexanikada istalgan zarracha aniq traektoriya bo'ylab harakatlanadi va istalgan vaqtda zarrachaning koordinata va impulsini katta aniqlikda belgilash yoki aniqlash mumkin.

To'liqin xususiyatiga ega bo'lgan mikrozzarrachalar klassik zarrachalardan butunlay farqlanadilar. To'liqin xususiyatiga ega bo'lgan mikrozzarrachaning bir aniq traektoriya bo'yicha harakatlanishida, uning aniq koordinatasi va impulsini to'g'risida so'z yuritish mumkin emas.

To'liqin xususiyatli zarracha impulsini to'liqin uzunligiga bog'liq bo'lsa ham, «berilgan nuqtadagi to'liqin uzunligi» degan tushuncha fizik ma'noga ega emas, shuning uchun aniq impulsiga ega bo'lgan mikrozzarracha koordinatasi noaniqdir va uning teskarisidir.

Geyzenberg mikrozzarracha to'liqin xususiyatini va unga bog'liq cheklashlarni hisobga olib, mikrozzarrachaning koordinatasi va impulsini bir vaqtda aniq ifodalash mumkin emas degan fikrga keldi.

Mikrozzarrachalar koordinatalari va impulsilari noaniqliklarining o'zaro nisbatlari quyidagi shartlarni qanoatlantiradilar:

$$\begin{cases} \Delta x \Delta p_x \geq h, \\ \Delta y \Delta p_y \geq h, \\ \Delta z \Delta p_z \geq h. \end{cases} \quad (7)$$

Mikrozzarracha koordinatalari va ularga mos impulsilarning proeksiyalari noaniqliklari ko'paytmalari h dan kichik bo'lmaydi.

(7) – ifodaga asosan, zarracha koordinatasi aniq bo'lsa ($\Delta x = 0$), bu holda impulsning $0x$ o'qiga proeksiyasi qiymati

$$\Delta p_x \rightarrow \infty$$

butunlay noaniq bo'ladi.

Noaniqlik munosabati, bir vaqtda, zarracha harakatining klassik xususiyati (koordinatalari, impulsini) va to'liqin xususiyatlaridan foydalanilgan holda keltirib chiqarilgan.

Klassik mexanikada zarracha koordinatalari va impulsini hoxlagan aniqlikda o'lchash mumkin bo'lsa, **noaniqlik munosabati** mikrozarrachalarga klassik mexanikani qo'llashning **kvant cheklanishini ko'rsatadi**.

Noaniqlik munosabatini quyidagi ko'rinishda ifodalaymiz:

$$\Delta x \Delta v_x \geq \frac{h}{m}, \quad (8)$$

Bu ifodadan, zarracha massasi qancha katta bo'lsa, uning tezligi va koordinatalari noaniqligi shuncha kichik bo'ladi. Bu zarrachaga katta aniqlikda traektoriya tushunchasini qo'llash mumkin bo'ladi.

Masalan, massasi 10^{-12} kg va chiziqli o'lchamlari 10^{-6} m bo'lgan changcha koordinatasi, uning o'lchamiga nisbatan 0,01 aniqlikda o'lchansa ($\Delta x = 10^{-8} \text{ m}$), (8) – ifodaga asosan, tezlik noaniqligi

$$\Delta v_x = 6,62 \cdot 10^{-34} / 10^{-8} \cdot 10^{-12} \text{ M/C} \approx 6,62 \cdot 10^{-4} \text{ M/C}$$

qiymati zarrachaning barcha mumkin bo'lgan tezliklari qiymatiga ta'sir etmaydi. Bunday makroskopik jismlarning to'lqin xususiyati umuman namoyon bo'lmaydi va noaniqlikka ta'sir etmaydi.

Agarda, elektronlar dastasi x o'qi bo'ylab $v = 10^8 \text{ m/s}$ tezlik bilan harakatlenganda uning aniqligi 0,01 % ($\Delta v_x \approx 10^4 \text{ m/s}$) bo'lsa, bu holda koordinata noaniqligi

$$\Delta x = \frac{h}{m \Delta v_x} = \frac{6,62 \cdot 10^{-34}}{9,11 \cdot 10^{-31} \cdot 10^4} = 7,27 \cdot 10^{-6} \text{ M}$$

ga teng bo'ladi, ya'ni elektronning holatini etarlicha aniqlikda o'lchash imkoniyati paydo bo'ladi va elektronning traektoriyasi to'g'risida so'z yuritish mumkin.

Vodorod atomi atrofida elektron harakatlenganda, uning koordinatalari noaniqligi $\Delta x \approx 10^{-10} \text{ m}$ bo'lsin. U holda, tezligining noaniqligi $\Delta v_x = 7,27 \cdot 10^6 \text{ m/s}$ bo'ladi. Bu hol uchun klassik mexanikadan foydalansak, elektron aylana orbitasi radiusi $\sim 0,5 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ bo'lgan yadro atrofida harakatlenganda, uning tezligi noaniqligi $v \approx 2,3 \cdot 10^6 \text{ m/s}$ bo'ladi. Demak tezlik noaniqligi, tezlikning o'zini qiymatidan bir necha marta katta bo'lar ekan. SHu sababli, atomdagi elektronlarning harakatini ifodalashda klassik mexanika qonunlaridan foydalanib bo'lmaydi.

Kvant nazariyasida zarrachalarning energiyasi va vaqt bo'yicha noaniqlik munosabati mavjud

$$\Delta E \cdot \Delta t > h, \quad (9)$$

ΔE – harakat energiyasining o'lchash vaqtidagi noaniqligi, Δt – esa, o'lchash jarayoni davomiyligining noaniqligi. Energiya noaniqligi

$$\Delta E \geq \frac{h}{\Delta t}$$

tizimning o'rtacha yashash vaqti kamayishi bilan oshib boradi.

MAVZU: Atom tuzilishi. Rezerford tajribasi. Bor postulatları.**Reja:**

1. Atom modellari.
2. Rezerford tajribasi.
3. Bor postulatları.

Tayanch iboralar

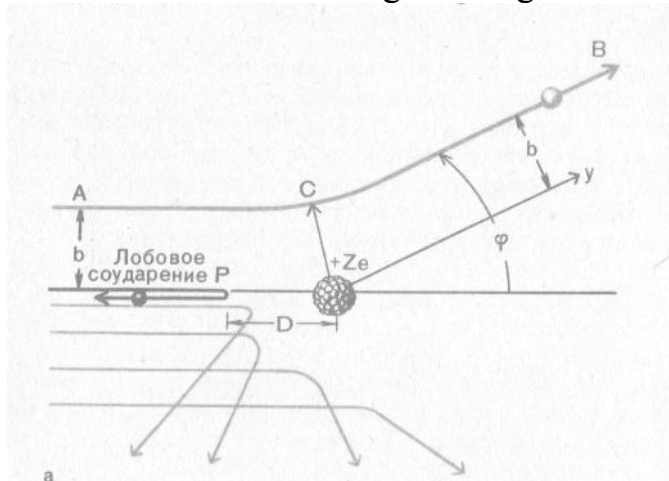
1. Atomning planetar modeli.
2. Bor postulatları,

Atom yadrosining tuzilishi va uni xarakterlovchi asosiy kattaliklar

Gazlar kinetik nazariyasini tushuntirishda eng foydali bulgan atom «bulinmas»ligi tushunchasi kup eksperimental faktlarni talkin kilishda XIX asrning oxirlarigacha eng foydali ta'limot bulib kelgan. Lekin XIX asr oxirlariga kelib, katod nurlarining kashf etilishi, birinchi elementar zarracha – elektronni, radioaktivlik xodisasini kashf etilishi va boshka xodisalar atom murakkab tuzilishga ega ekanligi xakida dalolat beradi. Atom modeli birinchi bor Tomson tomonidan urtaga tashlandi.

1. Atomning Tomson modeli. Birinchi atom modelini nazariy yul bilan 1904 yil Tomson kashf kildi. Uning fikriga asosan atom bir tekis musbat zaryadlangan shardan iborat bulib, uning ichida elektronlar xarakat kiladi deyiladi. Tomson xisoblariga asosan bunday atomlarning radiusi taxminan $10^{-8}\text{sm} \sim \text{\AA}$ tartibida bulish kerak. Tomson moduliga asosan atomni massasi uning butun xajmi buylab joylashgan. Atomni atrofida va ichida kuchli elektr maydoni yuzaga kelmaydi.

2. Rezerford modeli. Atomning planetar yadroviy modeli. Tomson modelini tugri–notugriligini isbotlash maksadida E. Rezerford 1911 yilda α -zarrachalar (α -zarrachalar ikki marta ionlashgan geliy atomidir) bilan yupka oltin plastinkasini bombardimon kiladi. Bunda α -zarrachalar oltin plastinkadan turli burchaklarga sochiladi. Sochilgan α -zarrachalar ichida 180^0 ga sochilganlari xam buldi.



1-rasm. α -zarrachalar oltin plastinkadan turli burchaklarga sochilishi

Mana shu sochilishni tadqiq qilgan Rezerford kuyidagi xulosalarga keldi:

a). α -zarrachalarni bunday burchaklarga sochilishi uchun atom atrofida va asosan ichida kuchli elektr maydon bulishi kerak.

b). α -zarrachalarning bunday burchaklarga sochilishi uchun atomni massasi uning butun xajmi buylab tarkalgan emas, balki uning massasi asosan biror bir kichik xajmda tuplangan bulishi kerak va bu xajm musbat zaryadga ega bulishi kerak.

SHu xulosalarga asoslanib Rezerford atomning planetar modelini kashf etdi va Tomson modeli notugri ekanligini isbot kildi. Bu modelga asosan atom markazida musbat yadro va bu yadroning atrofida Kuyosh atrofida planetalar aylanishiga uxshash, manfiy zaryadlangan elektronlar aylanadi. Bu modelga misol vodorod atomidir. Atomning karyib xamma massasi yadroda joylashgan. Sababi elektron proton massasining, ya'ni vodorod atomi yadrosi massasining $1/1840$ ulushini tashkil kilib, moddaning atom massasiga deyarli ta'sir etmaydi. Atom elektroneytral zarrachadir, chunki atomda kancha proton bulsa, shuncha elektron xam bor, ya'ni yadroning zaryadi elektronlarning tula zaryadiga teng.

N. Bor Rezerfordning atom modelini kamchiliklarini xisobga olib, Plankning elektromagnit nurlanishlar diskret porsiyalarida ruy berish xakidagi goyasini xisobga olgan xolda atomlarning uzidan nur chikarish va yutishining uzining kuyidagi uchta postulati yordamida tushuntirib berdi. Ma'lumki, atom yadrosi 1911 yilda Rezerford tomonidan oltin zarini α -zarrachalar bilan bombardimon kilish natijasida, atomni planetar modeli kashf kilingan paytda yaratilgan edi. Rezerford fikriga kura atom yadrosi musbat zaryadlangan kichik xajmdan iborat edi. 1919 yilda Rezerford proton — ikkinchi elementar zarrachani kashf kilgandan keyin, atom yadrosining tuzilishi tugrisida dastlabki fikrlar paydo bula boshladi.

1932 yilda CHedvik neytronni kashf kilgandan sung, rus fizigi D. D. Ivanenko va nemis fizigi V. Geyzenberg yadro proton va neytron-lardan tuzilgan degan gipotezani urtaga tashladi. Bu gipotezaning tugriligi tajribalarida isbotlandi. YAdro tarkibiga kirgan protonning massasi elektronning massasidan 1836 marta katta bulib, zaryadi esa musbat elektron zaryadiga teng, yani $e=1,610^{-19}$ Kl. Proton turgun elementar zarrachadir. YAdro tarkibiga kirgan ikkinchi elementar zarracha neytron esa neytral zarracha bulib, zaryadga ega emas, massasi elektronning massasidan 1883 marta katta. Neytronning urtacha yashash vakti $\tau=11,2$ min. bulib, kuyidagi sxema buyicha emiriladi.



bu erda p — proton, e^- — elektron, τ_e — elektron antineytrinosi. Proton va neytronlar umumiy nom bilan nuklonlar deb ataladi. Neytron neytral zarracha bulgani uchun atom yadrosining zaryadi protonlar zaryadi bilan aniklanadi. SHu sababdan xam yadro musbat zaryadga ega buladi. Demak, atom yadrosining zaryadi Z yadroda protonlar soniga teng bular ekan. Agar biz yadroda neytronlar sonini N deb belgilasak, u xolda

$$A=Z+N, \quad (2)$$

bu kattalik massa soni deyiladi. Mendeleev davriy sistemasidagi atom yadrolari Z va A orkali kuyidagicha belgilanadi: ${}_Z^AX^A$.

Agar atom yadrolarning zaryadi bir xil bulib, fakat ular massa sonlari bilan bir-birlaridan fark kilsa, bunday yadrolar guruxi izotoplar deyiladi, ya'ni $Z=\text{const}$, masalan: ${}_{92}\text{U}^{235}$, ${}_{92}\text{U}^{238}$, ${}_{92}\text{U}^{239}$.

Agar atom yadrodagi neytronlar soni bir xil bulib A va Z xar xil bulsa, bunday yadrolar guruxiga izotonlar deyiladi. Masalan: ${}_1\text{H}^3$, ${}_2\text{He}^4$.

Agar yadrolar guruxi ichida massa soni uzgarmasdan kolsa, bunday yadrolar guruxiga izobarlar deyiladi. Masalan: ${}_1\text{H}^3$, ${}_2\text{He}^3$.

Atom yadrosining asosiy xarakterlovchi kattaliklarga zaryadi Z , massasi M , radiusi R kiradi. Atom yadrosining zaryadi yukorida aytdikki, atom yadrosidagi protonlar sonini kursatuvchi asosiy kattaliklar. Atom yadrosining zaryadini ikki xil yul bilan aniklash mumkin:

1. Rezerford formulasidan foydalangan xolda atom yadrosining zaryadini aniklash;

2. Atomlarni xarakteristik rentgen nurlanishi uchun Mozli konunidan foydalanib aniklash.

Rezerford uzining tajriba natijalariga asoslangan xolda kuyidagi formulani keltirib chikardi:

$$\frac{dN}{N} = n \left(\frac{Ze^2}{m\vartheta^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}, \quad (3)$$

bu erda θ — α -zarrachalarning sochilish burchagi, $d\Omega$ — α -zarrachalarning fazoviy sochilish burchagi bulib, u $d\Omega=2\pi\sin\theta d\theta$ formula orkali topiladi, n — sochuvchi modda konsentratsiyasi, Ze — α -zarrachaning zaryadi, Ze — sochuvchi modda yadrosining zaryadi, m — α -zarrachaning massasi, ϑ — α -zarracha tezligi, $dN/N-(\theta, \theta+d\theta)$ burchak ichida sochilgan α -zarrachalarning nisbiy soni. SHu kattaliklardan foydalanib va α zarrachalarning boshlangich kinetik energiyasini bilgan xolda, sochuvchi modda yadrosining zaryadi Ze ni aniklash mumkin.

Atomlarni xarakteristik rentgen nurlanishi asosan atom bir energetik xolatdan ikkinchi bir energetik xolatga utganda yuzaga keladi. Bu rentgen nurlanishini tormozlanish rentgen nurlanishdan farki shundaki, bu rentgen nuri xuddi atom kabi chizikli diskret spektrga ega buladi. Mana shu nurlanish uchun Mozli kuyidagi konuniyatni topgan:

$$\sqrt{v}=aZ-e \quad (4)$$

Bu erda v — xarakteristik rentgen nurlanish chastotasi, Z — xarakteristik rentgen nurlanishi xosil kilayotgan atom yoki yadroning zaryadi, a , v — doimiy kattaliklar bulib, tajriba yuli bilan aniklanadi. Mana shundan xarakteristik rentgen nurlanish chastotasini bilgan xolda, Z ni aniklash mumkin.

Yadroning massasini aniklashning 5 ta usuli bor:

1. Yadroning massasini mas-spektrometr yordamida aniklash;

2. Yadroning massasini yadro reaksiyalarini energetik balansini taxlil qilish yuli bilan aniklash;

3. Yadroning massasini α -emirilish energetik balansidan foydalanib aniklash;

4. Yadroning massasini β -emirilish energetik balansidan foydalanib aniklash;

5. Yadroning massasini kiska tulkinli radiospektroskopiya metodidan foydalanib aniklash.

Atomning yoki yadroning massasi asosan massaning atom birligi ($m.a.b.$) da ulchanib, bu son jixatdan uglerod (${}^6_{12}\text{C}$) izotopining massasini 1/12 ulushiga tengdir, ya'ni

$$1\text{ m.a.b.} = \frac{1}{12} M({}^{12}_6\text{C}) = 1,6597610 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$$

SHuningdek, yadro fizikasi va elementar zarralar fizikasida kupincha massa energiya birliklarida, ya'ni elektronvolt (eV), kilo-, mega-, elektronvolt (keV , MeV) xisobida ulchanadi.

$$1\text{ m.a.b.} = 931,5 \text{ MeV}$$

Atom yadrosi nuklonlardan tashkil topgani uchun, yadro biror bir chizikli ulchamga, ya'ni radiusga ega deb aytish mumkin. Atom yadrosining radiusi deganda yadro kuchlarning ta'sir masofasi tushuniladi. Atom yadrosining radiusi quyidagi formula orkali aniklanadi.

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (5)$$

Bunda r_0 – doimiy kattalik bulib, u bitta nuklon yadro ichida egallagan urni ulchami. $r_0 = (1,2 \div 1,5) \cdot 10^{-15} \text{ m}$.

Atom yadrosining radiusini aniklashni oltita usuli mavjud.

1. Atom yadrosining radiusini α -zarrachalarning anomal sochilishini urganish yuli bilan aniklash;

2. α -radioaktiv yadrolarning radiusini Geyter-Netall konunidan foydalanib aniklash;

3. Atom yadrosining radiusini tez neytronlarning biror bir moddada sochilishini urganish yuli bilan aniklash

4. β -kuzgu yadrolarning radiusini Bete-Veyszekker yarim empirik formulasidan foydalanib aniklash;

5. Mezoatomlarni rentgen nurlanishini urganish yuli bilan atom yadrosini radiusini aniklash;

6. Atom yadrosining radiusini tez elektronlarni biror bir moddada sochilishini urganish yuli bilan aniklash.

Agar yadroni shar deb kabul kilsak, yadrodagi maydonning zichligi:

$$\rho = \frac{M_y}{\frac{4}{3}\pi R^3} \quad (6)$$

formuladan topiladi. Bu ifodadan yadroning zichligi $\rho = 1,310^{17} \text{ kg/m}^3$ buladi.

Bor postulatlar

1913 yilda Daniyalik fizik N.Bor atomga bog‘liq xususiyatlarni tushunib etishga urinib ko‘rdi. U chiziqli spektrlarning empirik qonuniyatlarini, Rezerfordning atom yadroviy modelini va yorug‘likning nurlanishi va yutilishining kvant xarakterini (bir butun) yaxlit qilib bog‘lashga harakat qildi. Bor nazariyasi asosi ikkita postulatlardan iborat.

Borning birinchi postulati: statsionar holatlarda atom energiyani nurlatmaydi. Bunda, elektron doiraviy orbitada harakatlanib, quyidagi shartni qanoatlantiradigan impuls momentining diskret - kvantlangan qiymatlariga ega bo‘ladi:

$$m \nu r_n = n \hbar \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad , \quad (7)$$

Bu erda m – elektron massasi, ν – radiusi r_n , bo‘lgan n chi orbitadagi elektronning tezligi, $\hbar = h/2\pi$.

Borning ikkinchi postulati: atomning energiyani yutishi va nurlashi bir statsionar holatdan ikkinchisiga o‘tishida sodir bo‘ladi.

$$h \nu = E_n - E_m \quad , \quad (8)$$

Bu erda, $h\nu$ – nurlangan yoki yutilgan kvant energiyasi, $E_n > E_m$, bo‘lganda kvant nurlanishi sodir bo‘ladi.

$E_n < E_m$ bo‘lganda kvant yutiladi.

15-MA’RUZA

MAVZU: Rentgen nurlari. Mozli formulasi. Rentgen nuri difraksiyasi.

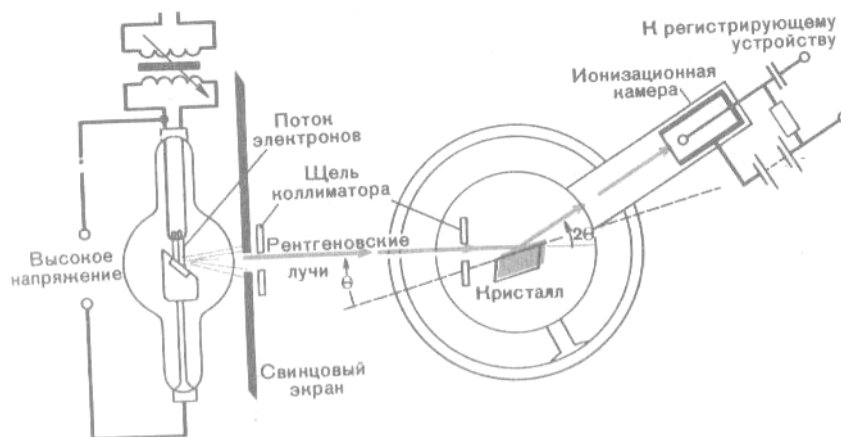
Reja:

1. Rentgen nurlarining tabiati.
2. Mozli formulasi.
3. Rentgen nuri difraksiyasi.
4. Vulf-Bregg sharti. Rentgenodefektoskopiya.

Tayanch iboralar

1. Rentgen spektrlari,
2. Rentgenodefektoskopiya.

1895 yilda V. Rentgen kashf etgan nurlarning to‘lqin uzunligi $(0,02(800) \cdot 10^{-16} \text{ m})$ ga teng. Rentgen nurlar rentgen trubkasida hosil qilinadi. Yetarlicha katta kinetik energiyaga erishgan elektronlar anod materialining ichiga kirib borishda tormozlanadi. Bunday rentgen trubkasida hosil qilingan rentgen nurlarining spektrlar tarkibi elektronlar energiyasiva naod materialiga bog‘liq.



1-rasm. Rentgen nurlari difraksiyasini kuzatish qurilmasi

Rentgen nurlarining spektrining 1-rasmi bir necha monoxromatik nurlar (λ_1, λ_2) to'plamidan iborat bo'lib, u xarakteristik rentgen nurlari spektri deyiladi. 2-qismi qisqa to'lqin uzunliklar sohasida $\lambda_{\min}$ bilan chegaralangan tutash spektridir. Tutash spektr va elektronlarning keskin tormozlanishi tufayli hosil bo'ladi.

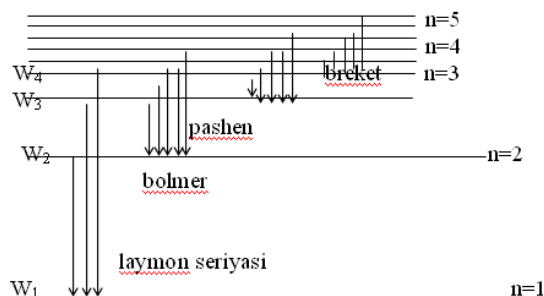
Tezlatuvchi maydon ta'sirida elektron $W_1 = h\nu$ energiyaga erishadi. Energiyaning qismi anod materialini qizdirishga sabab to'lqin. Qolgan qismi elektron energiyasifaqat anodni qizdirishga sarflanadi: $W_2 = W_1$.

Elektron energiyasi butunlay kvant energiyasiga aylanadi. $W_2 = 0$

$$\ell U = \frac{hc}{\lambda_{\min}} \quad \lambda_{\min} = \frac{hc}{\ell U} \quad (1)$$

Tutash rentgen spektrining chegara bog'liq emas.

K, L, M, N. seriyalarining vujudga kelishi. Anodda tormozlanayotgan elektronlarning bir qismi anod materialini atomlari ichiga kirib elektronni urib chiqarishi



2-rasm

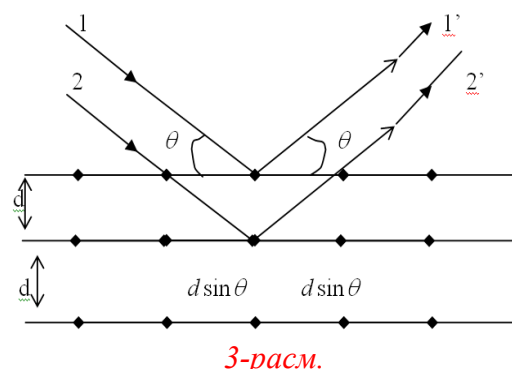
mumkin. Bunda xarakteristik rentgen spektrni G.Mozli turli elementlar atomlari chiqaradigan xarakteristik rentgen nurlarining chastotalarini tekshirish natijasida quyidagi boglanish o'rinli ekanligini aniqladi:

$$\sqrt{\gamma} = a(z - \nu) \quad () \text{ Mozli formulasi.}$$

(-har rentgen nurlarining chatotasi z-atomning tartib nomeri, a-ayni seriya chiziqlari uchun doimiy mikdor. ν - ekranlash doimiysi.

1895 yilda V.rentgen elektromagnit nurlanishning to'lqin uzunligi (0,02(800)10-12m ga teng bo'lgan alohida turini tajribada aniqlanadi, u

keyinchalik rentgen nurlari deb nom oldi. Rentgen nurlari oqimining bir qismi jismda yutiladi, qolgani jismdan o'tib ketadi. Jismning zichligi va qalinligi kichik bo'lsa, u rentgen nurlarini shuncha kamroq ulushini ushlab qoladi. Rentgen nurlar difraksiyasi kristall jismlarning fazoviy (3-rasm). Kristall jismning fazoviy panjaralari - II bo'lib, fazoviy panjaralar orasidagi masofa d . Parallel monoxromatik rentgen nurlari (1,2) θ burchak ostida tushadi, kristall panjaradagi atomlarni uyg'ongan holatga keltiradi.



Bu atomlar 1,2 kogerent ikkilamchi kogerent to'lqinlar manbai hisoblanadi. Difraksiyalangan nur va ikkilamchi to'lqin bilan interferensiya kuzatiladi. Interferensiya shu vaqtda kuzatiladiki, atomlar bir xil fazada bo'lganda, Vulf-Bregg formulasi:

$2d \sin \theta = k \lambda$ ($k=1,2,3,\dots$) formuladan kristallarning strukturasi xarakterlovchi (d -masofalarni aniqlash mumkin).

NAZORAT SAVOLLARI:

1. Rentgen nurlari qanday kashf etilgan?
2. Rentgen nurlari qanday tabiatga ega?
3. Mozli formulasini yozing.
4. Vulf-Bregg sharti nimani anglatadi?
5. Rentgen nurlari qanday maqsadlarda ishlatiladi?

16-MA'RUZA

MAVZU: Massa atom birligi. Atom yadrosi. Radioaktivlik. Emirilish qonunlari.

Reja:

1. Massa atom birligi.
2. Atom yadrosining tuzilishi.
3. Radioaktivlik hodisasi. Yadroviy kuchlar.
4. Bog'lanish energiyasi.
5. Emirilish qonunlari.

Tayanch iboralar

- | | |
|------------------------------|---------------------|
| 1. Nuklon, | 3. Yadroviy kuchlar |
| 2. Yadroning magnit momenti, | 4. Yemirilishlar |

Atom yadrosi

Tabiatdagi hamma moddalar atomlardan tashkil topgan bo'lib, ular elektron va atom yadrosidan iboratdir. Atom yadrosining asosiy xarakteristikalarini bo'lib ularning zaryadi, massasi, spini va yadro magnit momenti hisoblanadi. Atom yadrosi proton va neytronlardan iborat bo'lib, bular yadro nuklonlari deyiladi. Atomlar neytral zarracha ekanligini e'tiborga olsak, ularda nechta proton bo'lsa, ya'ni musbat zarracha bo'lsa, yadro atrofida xuddi shuncha elektron bo'lishi kerak.

Yadrodagı nuklonlar - proton (p) musbat va neytron (n) esa neytral, ya'ni zaryadsiz zarrachalardir. Protonning zaryad miqdori elektron zaryadiga teng bo'lib $q_p = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ K}\ell$ ga tengdir. Erkin holda proton barqaror musbat zarrachadir. Atom massasini massaning atom birliklarida (m.a.b.) o'lchash ancha qulaydir. Uglerod ($^{12}_6\text{C}$) atomining 1/12 massasi, massaning atom birligi qilib qabul qilingan.

Protonning massasi

$$m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ K}\ell = 1,0072 \text{ m.a.b.} = 938,7 \text{ Mev}.$$

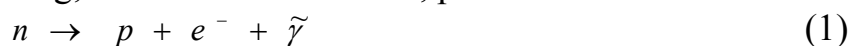
Bu massa elektron massasidan 1836 marta kattadir ($m_p = 1836 m_e$).

Proton spinga $\left(S = \frac{1}{2}\right)$ va xususiy magnit momentiga ega $\mu_p = +2,79 \mu_n$. μ_n -

yadroning magnit momenti deyiladi va uning magnetoni $\mu_n = \frac{\hbar \ell}{2m_\ell}$ Bor magnetonidan 1836,5 marta kichikdir.

Neytron elektr zaryadga ega emas, massasi $m_n = 1,6749 \cdot 10^{-27} \text{ K}\ell = 1,0086 \text{ m.a.b.}$ ga teng va proton massasidan biroz kattaroqdir. Proton kabi, neytronning spini $\left(S = \frac{1}{2}\right)$ va xususiy magnit momenti $-1,91$ ga teng (bu erda manfiy ishora xususiy mexanik va magnit momentlarining yo'nalishlari qarama-qarshi ekanligini ko'rsatadi).

Neytron erkin holatda beqaror (radioaktiv) zarracha bo'lib, uning yarim emirilish davri $\sim 12 \text{ min}$ ga teng, u o'z-o'zidan bo'linib, parchalanib ketadi:



Parchalanish natijasida 1 proton, 1 elektron va 1ta antineytrino hosil bo'ladi. Neytrino juda kichik zarracha bo'lib, neytronga o'xshash zaryadsizdir.

Yadrodagı protonlar soni $+Ze$, yadroning zaryadlar sonini ham belgilaydi. Z - Mendelev davriy tizimida ximiyaviy elementning tartib nomerini yoki yadrosining zaryadlar sonini ko'rsatadi.

Yadrodagı nuklonlar soni A bilan belgilanadi va yadroning massa soni deb ataladi. Neytronlar soni $N = A - Z$ orqali aniqlanadi.

YAdrolar ${}_Z X^A$ – simvol bilan ko‘rsatiladi. X – ximiyaviy elementning simolidir.

YAdrolardagi nuklonlarning tarkibiga qarab yadrolar 4 ta guruhga bo‘linadilar.

1. Zaryadlar soni bir xil, neytronlar soni har xil bo‘lgan yadrolar izotoplar deyiladi. Masalan: vodorodning 3 ta izotopi bor ${}_1 X^1$ – odatdagi vodorod ba’zan protiy deb ataladi ($Z = 1, N = 0$), ${}_1 X^2$ – og‘ir vodorod yoki deyteriy ($Z = 1, N = 1$), ${}_1 X^3$ – ($Z = 1, N = 2$) esa tritiy deb ataladi.

Kislorodning 3 ta izotopi bor ${}_8 O^{16}$, ${}_8 O^{17}$, ${}_8 O^{18}$.

2. Massalar soni bir xil, zaryad va neytronlar soni har xil bo‘lgan yadrolar **izobarlar** deyiladi. Misol qilib massa soni bir xil bo‘lgan ${}_{18} Ar^{40}$ va ${}_{18} Ca^{40}$ larni ko‘rsatish mumkin.

3. Neytronlar soni N bir xil, zaryad va massalar soni har xil bo‘lgan yadrolar **izotonlar** deyiladi. Masalan ${}_6 C^{13}$, ${}_{17} N^{14}$ bularda neytronlar soni $N = 7$ tengdir.

4. Zaryad (Z) va massalar (A) sonlari bir xil bo‘lib, yarim emirilish davrlari har xil bo‘lgan yadrolar **izolyarlar** deyiladi. Masalan: ${}_{35} Br^{80}$ yadrosining 2 ta izomerlari bor, bularning yarim emirilish davrlari $T_1 = 18$ min. va 4,4 soat ga tengdir.

YAdro juda kichik zarrachadir. Yadroning radiusi: $R = 1,3 \cdot 10^{-15} A^{1/3} \text{ m}$ ga teng. Ushbu ifodaga ko‘ra yadroni shar shaklida deb faraz qilib, massasini bilgan holda, zichligini hisoblab ko‘rish mumkin:

$$\rho_y = \frac{M_y}{\frac{4}{3} \pi R^3}, \quad (2)$$

Bu erda $M_y = m_n A$, m_n - neytron massasidir. U holda:

$$\rho_y = \frac{1,673 \cdot 10^{-27}}{\frac{4}{3} \cdot 3,14 (1,5 \cdot 10^{-15})^3} \approx 1,3 \cdot 10^{17} \text{ kg/m}^3, \quad (3)$$

Bu nihoyatda katta qiymat bo‘lib, bunday zichlikni tasavvur qilish juda qiyin. Solishtirish uchun tabiatda uchraydigan ba’zi zichligi eng katta bo‘lgan moddalarni keltiramiz: qo‘rg‘oshin $11,34 \text{ kg/m}^3$, simob $14,9 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$, uran $18,7 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$, oltin $19,3 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$, platina $21,45 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$ va iridiy $22,42 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$. Tabiatda Z soni 1 dan 92 gacha bo‘lgan elementlar uchraydi (texnitsiy $T_s Z = 43$ va prometiy $P_m Z = 61$ lardan tashqari).

Hozirgi vaqtda, tabiatda uchraydigan elementlardan tashqari, ja’mi $Z = 117$ gacha bo‘lgan elementlar aniqlangan bo‘lib, ularning barchasi sun’iy yo‘l bilan olingan.

Massa defekti va bog‘lanish energiyasi

Atom yadrosi juda murakkab tuzilishga ega bo'lganligi uchun alohida qonuniyatlarga bo'ysunadi. Shulardan biri, alohida nuklonlar massalarining yig'indisi har doim shuncha nuklonli yadro massasidan katta bo'ladi ya'ni:

$$\Delta m = Z m_p + (A - Z) m_n - M_{\text{Я}}, \quad (4)$$

Bu massa farqi - massa defekti nomini olgan bo'lib yadro shakllanishida massaning bir qismi bog'lanish energiyasiga ($W = mc^2$) aylanib ketishini ko'rsatadi.

Demak, yadro nuklanlarining bog'lanish energiyasi:

$$\Delta W = \Delta mc^2 = c^2 \{ [Z m_p + (A - Z) m_n] - M_{\text{Я}} \}, \quad (5)$$

ko'rinishida yoziladi. Bu energiyani yaqqolroq tasavvur qilish uchun geliy (${}_2\text{He}^4$) yadrosining bog'lanish energiyasini hisoblaymiz ko'ramiz:

$$W_{\text{602}} = [2 \cdot 938,7 + 2 \cdot 939,5] - 3728,0 = 28,4 \text{ MeV}, \quad (6)$$

bu yadroda (Ne) bitta nuklonga mos kelgan bog'lanish energiyasi $\frac{W_{\text{602}}}{A} = 7,1 \text{ MeV}$ ni tashkil qiladi. Bu nixoyatda katta energiya ekanligini quyidagi misolda ko'rish mumkin.

Solishtirish uchun ko'mir yonganda, ya'ni bitta uglerod atomi ikkita kislorod atomi bilan birikkanda (CO_2) - 5 eV energiya ajralishini hayolga keltirish mumkin.

Demak, yadro juda mustaxkam qurilmadir. Davriy jadvaldagi qolgan yadrolarning ham bog'lanish energiyalari hisoblangan bo'lib, eng katta bog'lanish energiyasi $\Delta W = 8,7 \text{ MeV}$ davriy tizimning $A=50 - 60$ massa sonlariga mos kelishini ko'rish mumkin. Undan keyin A ni ortishi, bog'lanish energiyasini biroz kamayishiga mos keladi. Uran yadrosining solishtirma bog'lanish energiyasi $\Delta W = 7,5 \text{ MeV}$ ga tengdir. Demak bitta og'ir yadroni o'rtacha og'irlikdagi bir necha yadrolarga ajratish mumkin yoki bir necha engil yadrolarni birlashtirib o'rtacha yadroni hosil qilinganda juda katta ortiqcha energiyaga ega bo'lish mumkin. Masalan, uran izotopini ${}_{92}\text{U}^{240}$ (solishtirma bog'lanish energiyasi 7,5 MeV bo'lgan) ikkita, massalari $A=120$ ga teng bo'lgan yadrolarga ajratganimizda (solishtirma bog'lanish energiyasi 8,5 MeV bo'lgan) - 240 MeV energiya ajralgan bo'lar edi. Yoki ikkita vodorod izotoplarini (${}_1\text{H}^2$) birlashtirish orqali 1 ta geliy (${}_2\text{He}^4$) hosil qilinsa - 24 MeV energiya ajralib chiqqan bo'lar edi. Hozirgi paytga kelib bunday reaksiyalar amalga oshirilayotganligini talabalarni deyarli hammasi biladi. Bu bo'linish reaksiyalari yadro (yadro reaktorlari) qozonlarida yoki atom bombasini portlashida amalga oshiriladi. Engil yadrolarning qo'shilishi - termoyadro reaksiyalari dan iborat bo'lib, termoyadro generatorlarida (MGD - generatorlarida) amalga oshiriladi. Tabiiy holda Quyosh va yulduzlarda ham sodir bo'ladigan vodorod - vodorod yoki uglerod - uglerod siklli sintez reaksiyalari ham bitmas - tugalmas energiya manbalaridan iboratdir.

Nuklonning yadrodagi boglanish energiyasi deb, yadrodan nuklonni uzib olib cheksizlikka olib borish uchun sarf buladigan ish bilan ulchanadigan fizik

kattalikka aytiladi. YAdroning boglanishini tula energiyasi deb esa yadroni tashkil etuvchi nuklonlarni parchalash uchun sarf kilingan ish bilan ulchanadigan fizik kattalikka aytiladi. Mass-spektrometr yordamida yadro massasini aniklashdagi xisoblashlar shuni kursatadiki, yadroning tinch xolatdagi massasi, shu yadroni tashkil etuvchi nuklonlar tinch xolatdagi massalari yigindiisidan kichikligini kursatadi. Z-protonlar va A-Z- neytronlardan iborat bulgan massasi M bulgan yadro uchun massalar farki

$$\Delta m = Zm_p + (A-Z)m_n - M \quad (7)$$

bu erda m_p - va m_n - tinch xolatdagi proton va neytronning massasi. Demak, Δm massa bilan aniklanuvchi energiya:

$$\Delta E_{\text{bozri}} = \Delta mc^2 = [Zm_p + (A-Z)m_n - M]c^2 \quad (8)$$

YAdroning massasi bilan massa soni orasidagi farkka massa defekti deyiladi. U δ xarfi bilan belgilanib,

$$\delta = M_q - A \quad (9)$$

orkali aniklaniladi. Massa defektidan foydalangan xolda yadroning boglanish energiyasini kuyidagicha yozish mumkin.

$$\Delta E_{\text{bozri}} = A \left[\frac{Z}{A} (m_p - m_n) + m_n - 1 - \frac{\delta}{A} \right] c^2 \quad (10)$$

$\delta/A = f$ - tartib bilan joylashish koefitsienti deyiladi.

$$\text{U xolda} \quad \Delta E_{\text{bozri}} = A \left[\frac{Z}{A} (m_p - m_n) + m_n - 1 - f \right] c^2 \quad (11)$$

Massa defekti va tartib bilan joylashishi (upakovka) koefitsienti xech kanday fizik ma'noga ega emas, fakatgina xisoblashni osonlashtirish maksadida kiritilgan kattaliklardir. Solishtirma boglanish energiyasini massa deffekti va tartib bilan joylashish koefitsienti orkali kuyidagicha yozish mumkin:

$$\varepsilon = \left[\frac{Z}{A} (m_p - m_n) + m_n - 1 - \frac{\delta}{A} \right] c^2 \quad (12)$$

YAdro kuchlari. YAdroning spini va magnit momenti

Nuklonlar urtasidagi uzaro ta'sir kuchiga yadro kuchlari deyiladi. YAdro kuchlari asosan kuyidagi xossalarga ega:

1. YAdro kuchlari kiska masofada ta'sir kiluvchi kuchlardir. Ularning ta'sir radiusi atom yadrosining radiusi tartibida, ya'ni $10^{-15}m$
2. YAdro kuchlari intensiv ta'sir etuvchi kuchlardir.
3. YAdro kuchlari "tuyinish" xarakteriga ega. Bu degan suz yadro ichidagi tanlab olingan nuklon kolgan boshka xamma nuklonlar bilan ta'sirlashmasdan, fakat tanlab olingan nuklonlar bilan uzaro ta'sirlashadi.
4. YAdro kuchlari markaziy kuchlar sistemasiga kirmaydi.
5. YAdro kuchlari zaryad mikdoriga boglik bulmagan kuchdir, ya'ni proton-proton, proton-neutron, neytron-neutron urtasida bir xil kuch bilan ta'sir etadi.
6. YAdro kuchlari nuklonlar spinlari yunalishiga boglik bulgan kuchlardir.

YAdroviy uzaro ta'sir nazariyasini rus fizigi akademik I. E. Tamm yaratgan. 1935 yilda yapon fizigi X. YUkava yadro maydoni kvant xarakteriga ega ekanligini nazariy ravishda isbot kildi. Atom yadrosi uz uki atrofida aylanishi

natijasida yuzaga keladigan xususiy xarakat mikdori momenti yadro sinishi deyiladi. YAdro sinishi, shu yadroni tashkil kiluvchi proton va neytronlar spinlarining vektor yigindisiga teng bulib, xar kaysi spin $\hbar/2$ ga teng. Agar yadroda juft nuklonlar bulsa, spin yoki 0 ga teng, yoki butun sonli $\hbar$ ga teng buladi. Agar yadroda nuklonlar tok bulsa, spin kasr sonlarda ifodalanadi. YAdroning spinini yadroning "uta nozik" strukturasi xodisasini urganish yuli bilan, magnit rezonans metodi va boshka metodlar bilan aniklash mumkin. Atom yadrosi xam magnit momentiga ega. YAdroning magnit momenti, yadroning Bor magnetoni orkali ifodalanadi. YAdroning bor magnetoni kuyidagicha topiladi:

$$M_{\mu} = \frac{e\hbar}{2m_p c} \approx 5 \cdot 10^{-24} \text{ эрз / эайсс}$$

YAdroning spini yadroning magnit momenti bilan kuyidagicha boglangan:

$$M_{\mu} = gI \quad (13)$$

bu erda M_{μ} — yadroni magnit momenti, I — uning spini, g — giromagnit kattalik deyiladi. YAdro kuchlari "almashish" yuli bilan nuklonlarga bulinadi, ya'ni ikkala zarracha bilan uzaro ta'sir energiyasi uchinchi zarrachaga berilishi bilan amalga oshadi.

Radioaktivlik

Radioaktivlik 1896 yilda Bekkerel tomonidan topildi. Uran va uning boshka elementlar bilan birikmasi shunday nurlar va zarrachalar chikaradiki, bu nur va zarrachalar shaffof bulmagan moddalardan utib ketadi, fotoplastinkalarda iz koldiradi. Ma'lum buldiki, radioaktiv nurlanish intensivligi fakat uranning konsentratsiyasiga boglik bulib, bu konuniyat past va yukori xaroratlarda, elektr, magnit maydonlari ta'sirida xam saklanib koladi. Uran uz-uzidan radioaktiv nurlar va zarrachalar chikarishi radioaktivlik (tabiiy radioaktivlik) deb nom oldi. Bu radioaktivlikka xatto uranning elektron kobigini uzgarishi xam ta'sir kilmaydi. SHu sababli radioaktivlik fakat uran yadrosining strukturasi boglik bulgan effektdir. Boshka elementlar radioaktivligini urganishda Per va Mariya Kyurilarning ishlari salmoklidir. Ular uran elementining xar xil birikmalarini, xar xil modifikatsiyalarining radioaktivligini urganib, yangi radioaktiv elementlar — radiy va poloniyni kashf kildilar. Uran bilan bir xil ogirlikda bulgan poloniyni aktivligi uran aktivligidan taxminan 10 mlrd., radiyniki esa 20 mln. marta kuprokdir.

Magnit yoki elektr maydondan utuvchi radioaktiv nurlanish uch okimga: α -, β -, γ - nurlari okimiga ajraladi. Tadkikotlar shuni kursatdiki, α - nurlar — geliy elementini yadrosidan, β -nurlar — elektronlar va pozitronlar okimidan iborat. β -nurlardagi elektronlar tezligi juda katta (yoruglik tezligiga yakin) bulib, ularning energiyasi 10 MeV ga etadi. γ - nurlar esa «kattik» elektromagnit tulkindan iborat bulib, xossalari yukori energiyaga ega bulgan rentgen nurlari xossalariiga uxshashdir.

1934 yillarda ayrim radioaktiv izotoplar tomonidan musbat zaryadlangan β -zarrachalar — pozitronlar chikarilishi aniklanadi. Pozitron elektronning antizarrachasi bulib, zaryadining absolyut kiymati, massasi elektronning zaryadi va

massasiga teng α , β , γ - nurlarni tabiiy radioaktiv izotoplar chikaradi. Kupgina radioaktiv izotoplar aksariyat xollarda yo β , γ - nurlar chikaradi, yo fakatgina β -zarrachalar chikaradi.

Siljish qoidasi

Radioaktiv elementlardan α -, β - nurlar chikishi radioaktiv emirilishi yoki α -, β - emirilishi yoki. α -, β - nurlar chikishi yadroning zaryadini uzgartiradi, shu sababli radioaktiv elementning kimyoviy tabiati xam uzgaradi. α -zarracha, biz yukorida aytganimizdek, geliy atomi yadrosi bulib, ikki proton va neytrondan tashkil topgan, shu sababli ${}_Z\text{Ne}^A = {}_2\text{Ne}^4$ simvoli bilan yoziladi. Agar shu zarracha radioaktiv atomdan chikib ketsa, atomning zaryad soni 2 ga, massa soni 4 ga kamayadi. Bu yadro siljish reaksiyasi kuyidagicha yoziladi:



Bu emirilishida, ${}_Z\text{X}^A$ — radioaktiv element, ${}_{Z-2}\text{Y}^{A-4}$ — emirilishdan sung xosil bulgan element. YAdro fizikasida α -zarrachani chikaruvchi yadro (${}_Z\text{X}^A$) ni «ona» yadro, emirilishdan sung xosil bulgan ${}_{Z-2}\text{X}^{A-4}$ yadroni «bola» yadro deyiladi. Endi β -emirilishini karasak, bu emirilish kuyidagicha yoziladi:



Demak, β -emirilishda xosil bulgan element zaryadi ortadi, lekin massa soni uzgarmaydi.

Radioaktiv elementlarning davriy sistemadagi siljishini aniklaydigan (14) va (15) koidalar siljish koidalari deb ataladi. Bu koidalarni 1913 yilda nemis fizik-ximigi Fayans va undan mustakil ravishda ingliz radioximigi F. Soddi ta'riflab bergan. Radioaktiv emirilish natijasida paydo bulgan yangi yadrolar uz navbatida radioaktiv bulishlari mumkin.

Radioaktiv yemirilish qonuni

Radioaktiv emirilish vakt utishi bilan sistemadagi emirilmagan atomlarning asta-sekin kamayishiga olib keladi. Δt – vakt ichida emirilgan ΔN atomlar soni:

$$\Delta N = -\lambda N \Delta t, \quad (16)$$

bu formulada λ - emirilish doimiysi, N - emirilmagan atomlar soni. Formuladagi manfiy ishora atomlar sonini emirilish natijasida kamayishini kursatadi (16) formuladagi radioaktiv emirilish doimiysi:

$$\lambda = \frac{\frac{\Delta N}{N}}{\Delta t}, \quad (17)$$

radioaktiv yadrolarni vakt birligi ichida emirilishini kursatadi eki aytish mumkinki, emirilishi tezligini kursatadi.

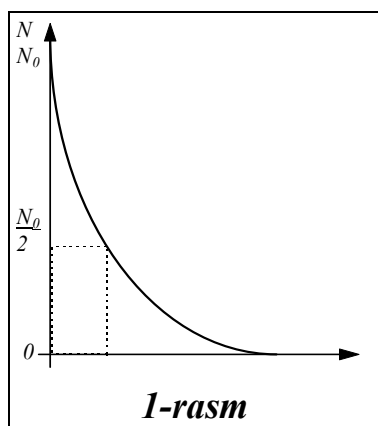
(16) tenglamani $dN/N = -\lambda dt$ kurinishida yozib integrallasak, emirilish konunini ushbu kurinishda yozish mumkin:

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (18)$$

Bu formulada N_0 - radioaktiv yadrolarning boshlangich soni, N - radioaktiv yadroning t vakt utgandan sunggi soni. Agar malum T vakt ichida radioaktiv

yadrolarni yarmi kamaysa, bu T-vakt yarim emirilishi davri deyiladi. (19) formulalardan :

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} \quad \text{ëku} \quad \frac{1}{\lambda} = \frac{T}{0,693} = 1,44T \quad (20)$$



Radioaktiv emirilish konuni grafik ravishda 1-rasmda kursatilgan.

Radioaktiv elementlarning yarim emirilish davri katta chegaralarda tebranadi, yani 4,5 mlrd yil (uran uchun) dan $1,5 \cdot 10^{-4}$ s (poloniy elementining izotopi uchun) gacha oralikda yotadi. Radioaktiv moddaning aktivligi Δt vakt birligi ichida kancha atom ΔN emirilishi bilan baxolanib,

$$A = -\frac{\Delta N}{\Delta t} = \lambda N \quad (21)$$

konuniyat bilan yoziladi. Vakt utishi bilan radioaktiv moddaning aktivligi kamayishi mumkin, chunki uzluksiz ravishda yuz berayotgan emirilish moddaning aktivligini pasaytirib yuboradi.

Radioaktiv moddaning aktivligi Kyuri xisobida ulchanadi. 1 kyuri ogirligi 1 g bulgan radiy elementida 1 s vakt ichida ruy bergan emirilishlar soniga teng. Bu son juda katta son bulib, $3,7 \cdot 10^{10}$ ga teng, shu sababli amaliy maksadlarda millikyuri ($1\text{mKi}=10^{-3}\text{Ki}$), mikrokyuri ($1\text{mkKi}=10^{-6}\text{Ki}$) birliklari ishlatiladi.

Gamma nurlanish

γ - nurlanish juda kichik tulkin uzunligiga ega bulgan elektromagnit nurlanishdir. Gamma nurlarining tulkin uzunligi xatto 10^{-11} m dan kichik. Gamma-nurlar yadro energetik satxlari orasida nuklonlar utishi bilan boglik, ya'ni agar nuklon yukori energiyali energetik satxdan past energiyali satxga utsa gamma nurlanish xosil buladi. Odatda atomdagi elektronlar satxlari bir-biridan bir necha elektronvoltga (eV) fark kiladi. YAdrodagi energiya satxlari esa taxminan 10^{-13} J ga yoki 0,1 MeV ga fark kiladi. SHu sababli bu satxlardagi nuklonlar utishi natijasida xosil bulgan gamma-kvant chastotasi juda katta, tulkin uzunligi juda kichik buladi. Gamma-nurlar spektri xam uzlukli spektrdir. α - va γ - nurlar spektrlaridan yadro energetik satxlarni ilmiy tadbik kilishda foydalaniladi. Bu spektrlarni urganuvchi fani, ba'zan yadro spektroskopiyasi deb ataladi.

17-MA'RUZA

MAVZU: Yadro reaksiyalari.zanjir yadro reaksiyasi. Termoyadroviy reaksiyalar.

Reja:

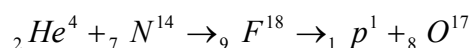
1. Yadro reaksiyalari xakida umumiy ma'lumotlar.
2. Zanjir yadro reaksiyasi.
- 3.Yadro reakssiyalarida energiya va massaning saklanish qonunlarini bajarilishi.
- 4.Termoyadro reaksiyalari.
- 5.Vodorod bombasi.

Tayanch iboralar

- | | |
|---------------------------|---------------|
| 1. Reaksiya energiyalari, | 6. reaksiya |
| 2. zanjir reaksiyalari, | 7. termoyadro |
| 3. kritik massa, | 8. deyteriy |
| 4. harorat, | 9. tritiy |
| 5. yadro, | 10. vodorod |

Yadro reaksiyalari

Agar ikki element yadrolari bir-biri bilan uzaro ta'sir kilsa yoki biror element yadrosi biror mikrozarra bilan uzaro ta'sir kilsa, shu uzaro ta'sirlar natijasida sun'iy ravishda bir element boshqa elementga aylansa — bu xodisa yadro reaksiyasi deyiladi. Bor nazariyasiga asosan yadro reaksiyasi ikki boskichdan iborat buladi. Birinchi bosqichda yadro yoki zarracha ta'sirida yangi yadro xosil buladi, bu jaraenni simvolik kurinishda kuyidagicha ezish mumkin: $a + A \rightarrow B^*$ (a — yadro eki zarracha, A — nishondagi element, B^* — yangi xosil bulgan kimyoviy element). Ikkinchi boskichda B^* uygongan yadro reaksiya maxsulini beradi, ya'ni $B^* \rightarrow s + S$. Masalan, birinchi marta Rezerford $12 \cdot 10^{-13}$ J energiyali α -zarracha bilan azot elementini bombardimon kiladi, natijada bir proton bilan kislorodning izotopi xosil buladi. Buni kimeviy reaksiya kurinishida kuyidagicha yozish mumkin:



(bu formulani $a + A \rightarrow V^* \rightarrow s + S$ simvol bilan takkoslasa buladi). ${}_9\text{F}^{18}$ — ftor elementining uygongan xolati bulib, $\sim 10^{-12}$ s vakt ichida proton va kislorodga bulinadi. Xozirgi zamon yadro fizikasida yadro reaksiyasining sodir bulish extimolining kesimi degan tushuncha kiritilgan bulib, bu kesim:

$$\tau = \frac{N}{N_0 n_1} \quad (1)$$

formula bilan ifodalanadi. Bu formulada N -1s da nishonning 1sm^2 da xosil buladigan sun'iy aylanishi, N_0 -1s da 1sm^2 nishonga tushayotgan bombardimonchi

zarrachalar soni, 1sm^2 dagi yadrolar sonini n_1 deb belgilaymiz. Yadro fizikasida τ barn xisobida ulchanib $1\text{barn}=10^{-24}\text{sm}^2$.

Yadro reaksiyasi natijasida xosil buladigan zarracha elektr zaryad va massa sonining saklanish konunidan aniklanadi. Umumiy xolda α -zarrachalar ta'sirida ruy beradigan yadro reaksiyasi sxemasi:



Birinchi marta neytron zarrachasi (${}_0 \text{n}^1$), α -zarrachalari katnashgan yadro reaksiyalari jarayonida kashf etilgan. Masalan, ${}_4 \text{Ve}^9 + {}_2 \text{Ne}^4 \rightarrow {}_8 \text{S}^{12} + {}_0 \text{n}^1$;

Bu formulada ${}_4 \text{Ve}^9$ — berilliy elementi, ${}_8 \text{S}^{12}$ — uglerod. Neytronlar zaryadga ega bulmagan, massasi proton massasiga teng bulgan zarrachalardir, shu sababli moddalar bilan uzaro tasir etganda shu moddaning bagriga oson kirib boradi.

Yadro reaksiyalari utgandan sung reaksiyaga qadar bulgan moddalar massasi M_0 reaksiyadan keyingi moddalar massasi M ga teng bulmaydi.

$$\text{Massalar farki} \quad \Delta m = M_0 - M \quad (3)$$

buladi. Agar Δm -manfiy mikdor bulsa, yadro reaksiyasini vujudga keltirish uchun tashkaridan energiya oladi, agar Δm — musbat mikdor bulsa, yadro reaksiyasi vaktida energiya ajralib chikadi.

Yadro reaksiyasi jarayonida yutiladigan va ajralib chikadigan energiya mikdori

$$\Delta E = \Delta m c^2 \quad (4)$$

formula bilan xisoblanadi. Agar Δm massaning atom birligi, ya'ni m.a.b. ($1\text{m.a.b.}=1,66 \cdot 10^{-27}\text{kg}$) larda ulchansa va energiyani MeV larda xisoblaydigan bulsak, yukoridagi formula $\Delta E = 931 \Delta m$ kurinishida yoziladi.

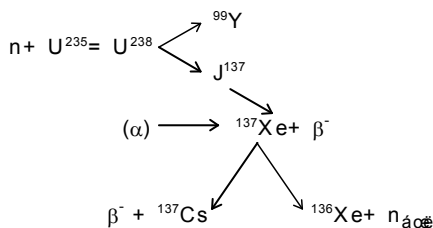
Zanjirli reaksiya

Umuman olganda ogir yadrolar turgun bulmaydi. Yadro uziga neytronni kabul kilish natijasida ikkita bir xil bulakka bulinib ketishi va bu bulinish natijasida juda katta energiya ajralib chikishi mumkin. Masalan, uran yadrosini ikkita bir xil bulaklarga bulinib ketishi natijasida bir nuklon uchun 1,1 MeV, 238 nuklon bulgan butunlay yadro uchun 200 MeV energiya ajralib chikadi. Bu energiyaning asosiy kismi bulaklarning energiyasi sifatida ajraladi. ${}_{92}\text{U}^{238}$ izotopi, toriy va protaktiniy izotoplarining ikkita bulinishi uchun 1MeV ga yaqin energiya kerak. Ogir yadrolar bulaklarga bulinib ketishi va bu bulaklar uzidan β -nurlar va neytronlar chikarishi mumkin. Buning sababi shundaki, ogir yadrolarda neytronlar soni N protonlar soni Z dan kattarok ($N/Z > 1,6$). Natijada bulaklardagi ortikcha neytronlar β nurlarni va neytronlarni uzlaridan chikarishlari mumkin.

Uranning bulaklarga bulinishi tez va sekin neytronlar ta'sirida bulishi mukin. Lekin sekin neytronlar ta'sirida bulinish extimoli kattarok. Tajribalar shuni kursatadiki, ${}_{92}\text{U}^{238}$ ni parchalash uchun energiyasi taxminan 1MeV ga teng neytron kerak bulsa, ${}_{92}\text{U}^{235}$ ning yadrosini parchalash uchun energiyasi juda past (sekin) neytron kerak. Sekin neytronlar uranning ${}_{92}\text{U}^{238}$ izotopini va plutoniy ${}_{94}\text{Pu}^{239}$ ning yadrolarini effektiv parchalaydi.

Bulaklar xar xil tezlik bilan xar tomonga karab uchib ketadi, natijada atrofda atomlarni, juda kuchli ravishda parchalashlari mumkin.

Misol sifatida ${}_{92}\text{U}^{235}$ ni neytron bilan uzaro ta'siri natijasida ittriy-99 va yod-137 elementlarga bulinib ketishini kuramiz (2-rasm).



2-rasm

Ikkala blok xam radioaktiv izotoplar bulib, bu rasmda parchalanishning boshlanishi kursatilgan. Rasmda keltirilgan reaksiya bir muncha shartli reaksiyadir, chunki xosil buladigan oniy neytronlar, kechikuvchi neytronlar va boshka detallar kursatilgani yuk. Bular xam neytronlar ta'sirida parchalanib ketadi va bu jarayon zanjirli (uzluksiz) xarakterga ega buladi. SHu sababli bu reaksiya zanjirli reaksiya deyiladi. Odatda ${}_{92}\text{U}^{235}$, ${}_{92}\text{U}^{238}$, ${}_{92}\text{U}^{239}$ izotoplarni parchalovchi neytronlardan bulardan chikadigan neytronlar soni kuprok buladi va reaksiya zanjirli tusga kirib ketadi.

Bulaklarga bulinish natijasida xosil buladigan izotoplar bulinish maxsuloti deyiladi. Bulinish maxsulotlaridan chikadigan neytronlar soni geometrik progressiya buyicha ortadi.

Yadro parchalanish reaksiyasining muxim xarakterlaridan biri ikkita ketma-ket parchalanish orasidagi τ vaktdir.

Tez (ya'ni portlash xarakteriga ega bulgan) zanjir reaksiyani olish uchun τ ni kamaytirish kerak. Lekin boshkarish mumkin bulgan yadro reaksiyasini olish uchun esa τ ni orttirish kerak. Bu maksadga sekinlashtiruvchi moddalardan foydalanib erishish mumkin.

Termoyadro reaksiyalari

Yadro energiyasi fakat ogir yadrolari parchalangandagina emas, balki engil yadrolarni sintez kilish yuli bilan xam olinadi. Masalan, geliy yadrosini vodorod izotopi yadrosidan sintez kilsak, bu sintez reaksiyada katta energiya ajralib chikadi. CHunki geliy yadrosini boglanish solishtirma energiyasi vodorod yadrosi boglanish solishtirma energiyasidan ancha katta. Geliy yadrosining ogir vodorod izotoplari bulmish deyteriy ${}_1\text{D}^2$ va tritiy ${}_1\text{T}^3$ sintez reaksiyasini sxemasi kuyidagicha:



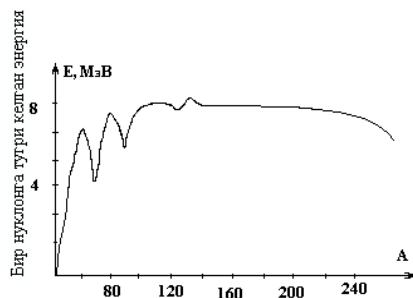
va bu reaksiya natijasida 17,6 MeV energiya ajralib chikadi. SHuni aloxida kayd kilish kerakki, engil yadrolar sintezidan ogir yadro parchalanishiga nisbatan xar bir nuklon uchun bir necha marta kuprok energiya ajralib chikadi. Uran yadrosi parchalanganda 200 MeV energiya ajralib chikadi. Bu energiya bir nuklonga $200/238=0.85$ MeV ni tashkil etadi. (5) reaksiyada esa ajralib chikkan energiya

mikdori 1 nuklon uchun 35 MeV ni tashkil etadi. Geliy yadrosi 4 ta protondan sintez qilinsa, xar bir nuklon uchun bundan xam kuprok, ya'ni 6,7 MeV energiya ajralib chikadi. Engil yadrolarni sintez kilish uchun engil yadrolarni juda katta xaroratgacha kizdirish kerak. SHu sababli sintez reaksiyalari termoyadro reaksiyalari deyiladi.

Termoyadro reaksiyasi paytida atomlar ionlanib musbat ionlar elektron gazi vujudga kelib plazma xosil buladi. Yadrolarning bir-biriga yakinlashishi uchun deyarli tusik bulmaydi va natijada termoyadro reaksiyasi ruy beradi.

Termoyadro reaksiyalari energiyaning tuganmas manbai bulib xisoblanadi. Masalan, 1 l oddiy suvdan deyteriyi sintez kilishda ajralib chikadigan energiya 350 litr benzinni yokkanda ajraladigan energiyaga taxminan teng.

Termoyadro reaksiyasini boshkarish yadro fizikasidagi asosiy muammalardan biridir. Bu muammolarning asosiy ma'nosi yukori xaroratli deyteriy plazmasida statsionar rejimni xosil kilishdan iborat. Buning uchun plazma xarorati taxminan 10^8 gradusda turish kerak. Bu maksadga plazmada yaxshi issiklik izolyasiyasi urnatilgandagina erishishi mumkin.

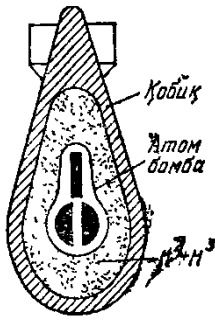


4-rasm

Yadroning solishtirma boglanish energiyasi massa soniga boglik. SHu boglanishni grafik ravishda quyidagicha ifodalash mumkin (6.1-rasm). Rasmdan kurinadiki, solishtirma boglanish energiyasi engil yadrolar uchun tez ortib borsa, urtacha va ogir yadrolar uchun esa uzgarmasdan (kam uzgarib) kolar ekan. Yadrolarning urtacha solishtirma boglanish energiyasi $\epsilon = 8 \text{ MeV}$ ga teng.

Birinchi termoyadro reaksiyasi vodorod bombasida amalga oshirilgan. Unda vodorodning ${}_1\text{N}^2$ (deyteriy) va ${}_1\text{N}^3$ (tritiy) izotoplaridan geliy yadrosining sintezi amalga oshirilgan:





5— rasm

Vodorod bombasi suyultirilgan deyteriy bilan tritiy aralashmasi to'ldirilgan massiv germetik yopilgan idishdan iborat. Idishning ichki qismi yuqorisiga uncha katta bo'lmagan atom bombasi joylashtiriladi, u portlaganda deyteriy bilan tritiy aralashmasi bir onda o'nlarcha million graduslargacha qiziydi. SHu tufayli shiddatli termoyadro reaksiyasi vujudga kelib, bu reaksiya vodorod bombasining portlashi bilan tugallanadi. Vodorod bombasining portlash kuchi atom bombasining portlash kuchidan o'nlarcha marta kattadir. Agar vodorod bombaning devorlariga U^{238} izotop (ya'ni tabiiy uran, chunki uning 99 % ${}_{92}U^{238}$ dir) bilan qoplansa, termoyad-roviiy reaksiyada ajralib chiqadigan tez neytronlar U^{238} yadrolarining bo'linishiga sababchi bo'ladi. Buning natijasida bombaning portlash quvvati yanada ortadi. (5-rasm).

Vodorod bombasidagi termoyadro reaksiyasini boshqarib bo'lmaydi. Boshqaruvchi termoyadro reaksiyasini amalga oshirish uchun $10^8 K$ tartibidagi temperaturani hosil qilish va uni ushlab turish kerak. Bundan tashqari, olingan gaz plazmasini berilgan hajmda ushlab turish zarur, chunki plazmaning idish devorlariga tegishi uning sovishiga olib keladi.

Optimal echimlarni topish yo'lidagi fiziklarning uzoq muddatli izlanishlaridan ko'p sonli qiyinchiliklarni engish borasidagi kurashishlardan so'ng eng istiqbolli yo'nalishlar aniqlanadi. Hozirda bu muammoni hal qilishni ikki yo'nalishi belgilandi: termoyadro reaksiyasini «tokamak» tipidagi qurilmalarda tinch yadro «alangansi» shaklida va yadro yonilg'isi kichik «tabletkalarining «mikroportlashlari» ko'rinishida amalga oshirish.

Birinchi marta sobiq SSSR da yaratilgan «Tokamak – 10» tipidagi qurilmada plazmani qizitish uchun kuchli elektr razryadidan, uni ushlab turish uchun esa, magnit maydonidan foydalaniladi. «Tokamak»da plazma toroidal kamerada hosil qilinadi. Kamera past bosimli deyteriy (D^2) bilan to'ldirilgan. Toroidal kamera impuls transformatorning ikkinchi o'rami bo'ladi, uning birlamchi o'rami juda katta sig'imli kondensatorlar batareyasiga ulanadi. Kondensatorlar batareyasi transformatorning birlamchi o'rami orqali zaryadsizlanganda toroidal kamerada uyurmaviy elektr maydon yuzaga keladi, u ishchi gazni ionlashtiradi va unda kuchli tok impulsini hosil qiladi. Elektr toki ishchi gazni qattiq qizdiradi. Bir necha o'n million Kelvingacha temperaturali plazma hosil bo'ladi.

Bundan tashqari, toroidal kamerada hosil qilingan elektr toki ikkinchi muhim funksiyani bajaradi: uning magnit maydoni elektron va ionlarni plazma ustunida ushlab turadi va bu bilan ularning kamera devorlariga to'g'ridan-to'g'ri tegishiga to'sqinlik qiladi. Plazma shnurining egilishlarga va boshqa mumkin

boʻlgan shakl oʻzgarishlarga nisbatan turgʻun boʻlishi uchun «tokamak»da induksiya chiziqlari plazma-dagi tok yoʻnalishiga parallel boʻlgan kuchli magnit maydon hosil qilinadi. Bu stabilizatsiyalovchi toroidal magnit maydonni toroidal kameraning tashqarisidan oʻralgan oʻramlar hosil qiladi. «Tokamak»da yuqori temperaturali plazma 0,06 s gacha ushlab turiladi, bundan bir oz kam vaqt davomida toroidal kamerada gelyi sintezi termoyadro reaksiyasi amalga oshadi.

Hozirgi vaqtda xalqaro hamkorlik asosida boshqariladigan termoyadroviy reaksiyani amalga oshirish boʻyicha izlanishlar ham olib borilmoqda.

SHu kunda dunyoning 16 mamlakatida 100 dan ortiq atom elektrostansiya (AES) lar ishlab turibdi. Ularning umumiy elektr quvvati $4 \cdot 10^7$ kVt dan ortiq. Bundan buyon energetik balansda yadroviy energetikaning ulushi ortib boradi. Chunki dunyoda ishlatilayotgan energiyaning taxminan 70 % i neft va gaz yoqish hisobiga olinadi. Borgan sari oshib borayotgan energiya ehtiyojlarini hisobga olsak, neft va tabiiy gaz zapaslari uzogʻi bilan 50 yilga etadi. Koʻmir yoqish hisobiga esa energiya ehtiyojlarini uzogʻi bilan 500 yil davomida qondirib turish mumkin. Bu muammoni hal qilishda yadroviy energetikaga, ayniqsa, kelgusida termoyadro reaksiyasiga muhim rol ajratilgan.

NAZORAT SAVOLLARI

1. Quyosh energiyasi deganda nimani tushunasiz?
2. Termoyadro reaksiyasi qanday amalga oshadi?
3. Reaksiyalarda saklanish qonunlari qanday bajariladi?
4. Termoyadro sintezi nima?

18-MAʼRUZA

MAVZU: Zaryadlangan zarralarni moddalardan utishi va yutilishi ularni qayd qilish usullari. Kosmik nurlar

Reja:

1. Zaryadlangan zarralarni moddalarda oʻtishi.
2. Zaryadlangan zarralarni moddalarda yutilishi.
3. Zaryadlangan zarralarani qayd etish usullari
4. Elementar zarrachalar hakida umumiy maʼlumotlar.
5. Elementar zarrachalarning klassifikatsiyasi.
6. Kosmik nurlar.
7. Elementar zarrachalarning oʻzaro taʼsirlari.

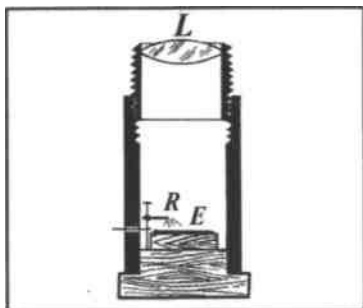
Tayanch iboralar

- | | |
|-----------------------|--|
| 1. Yutilish dozasi, | 3. qayd qilish schyotchiklari |
| 2. ekvivalent dozasi, | 4. birlamchi va ikkilamchi kosmik nurlar |

Zarrachalarni kuzatish va qayd qilish usullari

Atom yadrolarini va yadrodag i ichki jarayonlarni o'rganishda juda ham kichik zarralar (elektronlar, protonlar, α -zarralar: mezonlar, γ -kvantlar va hokazolar) bilan ish ko'rishga to'g'ri keladi. Hozir fiziklar ixtiyorida bu zarralami sezish va ularning modda bilan bo'lgan o'zaro ta'sirini tekshirishning ko'p usullari mavjud.

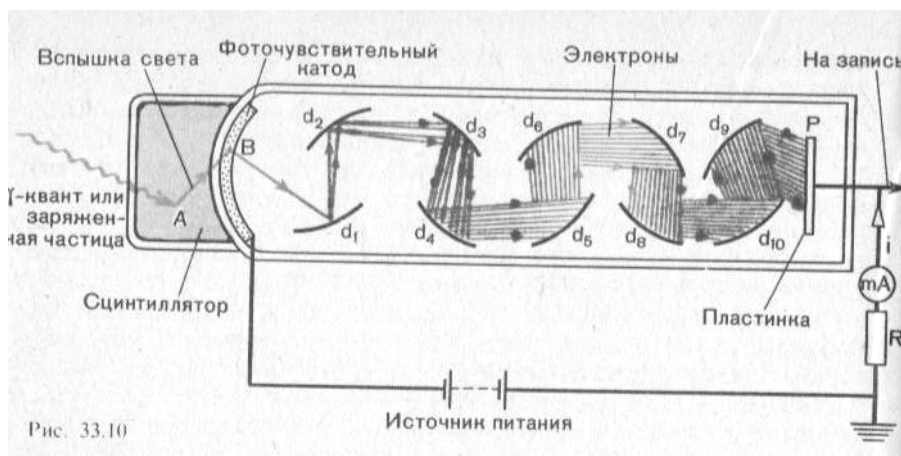
Zaryadli zarralar modda orqali o'tganda qoldiradigan izlari tufayli ularni kuzatish mumkin. Izlarning xarakteri zarra zaryadining ishorasi, uning energiyasi, impulsi va shunga o'xshash fizik kattaliklarni baholashga imkon beradi. Zaryadli zarralar o'z yo'lida uchragan molekulalarni ionlashtiradi.



Neytral zarralar iz qoldirmaydi, lekin ular emirilib zaryadli zarralar hosil qilish paytida yoki biror yadro bilan to'qnashish paytida seziladi. Demak, neytral zarralar ham o'zlari hosil qilgan zaryadli zarralarning ionlashtirish ta'siri orqali seziladi.

Zaryadli zarralar tezlatkichlarida, yadro reaktorlarida o'tkaziladigan eksperimental tadqiqotlarda, kosmik nurlarni o'rganishda, shuningdek, dozimetriya, radiometriya va hokazo sohalarida zarralarni kuzatish va qayd etish uchun **detektorlar** (lotincha detector — ochmoq, oshkor qilmoq) deb ataladigan asbobl ar ishlatiladi. Ularning ba'zilari bilan tanishib chiqaylik.

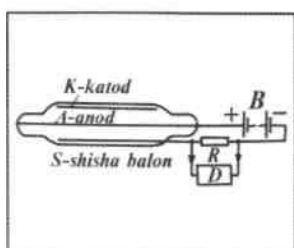
1. Sintillyasiya (chaqnash) usuli. Bu usul radioaktiv nurlanish natijasida chiqqan zarralar ta'sirida moddaning chaqnab (sintillatsiyalar) yorug'lik chiqarishiga asoslangan. Tajriba ko'rsatadiki, agar yupqa rux sulfid qatlami bilan qoplangan e ekranga igna uchiga joylashtirilgan R radioaktiv moddadan chiqqan zarra kelib urilsa, ekranda L lupa orqali ko'rib bo'ladigan yorug'likning chaqnashi vujudga keladi (1- rasm). Bu chaqnashlar **sintillatsiyalar** deb ataladi. SHunday chaqnashlar soniga qarab, radioaktiv moddaning ma'lum vaqt ichida, masalan, nechta zarrachalar chiqarishini aniqlash mumkin. 1- rasmda shunday chaqnashlarni kuzatish imkonini beradigan asbob — *spintariskopning* tuzilishi ko'rsatilgan.



2-rasm. Sintillyasion sanog'ich

Bu usul bilan engil zarralar (masalan, (γ -zarralar)ni kuzatish qiyin, chunki ularning massasi va kinetik energiyasi juda kichik bo'lgani uchun ekranda juda kuchsiz nurlanish hosil qiladi.

2. **Ionlashish schyotchigi** harakatlanayotgan zaryadli zarraning gaz molekullari va atomlarini ionlashtirishiga asoslangan. Ionlashish sanog'ichining eng ko'p tarqalgan turi Geyger



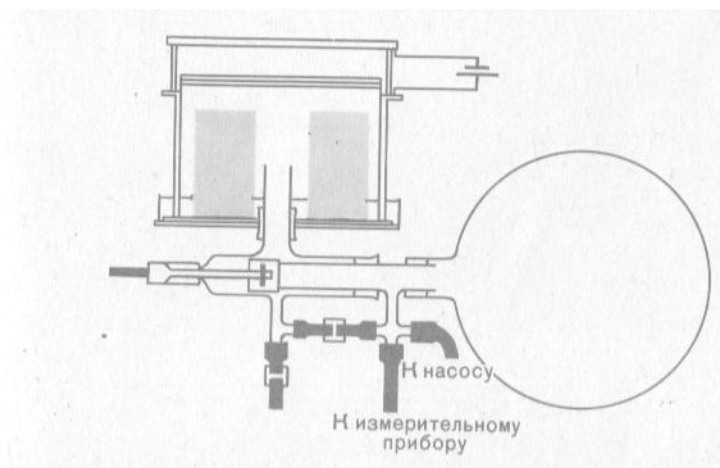
sanog'ichi bo'lib, uning sxemasi 2-rasmda ko'rsatilgan. Geyger sanog'ichi ichki tomoni metall qatlami (katod) bilan qoplangan shisha ballon va ballonning o'qi bo'ylab tortilgan ingichka metall tola (anod)dan iborat. SHisha ballon S past bosim sharoitida gaz bilan to'ldiriladi. Buni silindrik kondensator deb qarash mumkin. Kondensatorga B batareyadan R qarshilik orqali kuchlanish beriladi.

Agar kondensatorga zaryadlangan zarra uchib kirs, gaz molekullarini ionlashtirib, gaz razryadini vujudga keltiradi.

Natijada sanog'ich orqali tok o'ta boshlaydi va R qarshilik bo'ylab potensial kamayadi. Kuchlanishning bunday tebranishi D kuchaytirgich va mexanik hisoblagichdan iborat qayd qiluvchi qurilmaga uzatiladi.

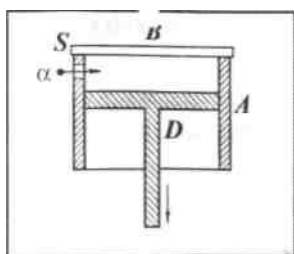
SHunday qilib, Geyger sanog'ichi har bir ionlashtiruvchi zarrani qayd qiladi. Uning sezgirligi katta bo'lib, sekundiga 10000 zarrani qayd qila oladi.

3. **Vilson kamerasi** havoda uchib o'tayotgan zarra hosil qiladigan ionlarning o'ta to'yingan bug' uchun kondensatsiya markazi bo'lib qolishiga asoslangan. Bu kamerani 1912- yilda ingliz fizigi Vilson ixtiro qilgan. o'ta to'yingan bug' odatdagi sharoitlarda kondensatsiya boshlanadigan temperaturadan past temperaturali bo'lishidir. Bu holat chang zarralari va ionlari bo'lmagan hollardagina bo'ladigan beqaror holatdir.



3-rasm. Vilson kamerasi

Vilson kamerasining tuzilishi 4- rasmda tasvirlangan: u A silindr, germetik yopilgan B shisha qopqoq va harakatlanuvchi D porshendan iborat. Kameraning ichida suv yoki spirtning to'yintiruvchi bug'i bor.



Porshen pastga juda tez tushirilganda, kameraning ishchi hajmidagi (porshen ustidagi) havo adiabatik kengayadi va soviydi. Bunda havoning tarkibidagi suv bug'i o'ta to'yingan holatga o'tadi va kameraga silindr devorining S darchasidan uchib kirgan zarra (masalan, alfa zarra) hosil qilgan ionlarda kondensatsiyalanadi. Zarraning butun yo'lini suv tomchilari qoplaydi. Bu yoy (ya'ni, zarraning qoldirgan izi) *treklar deb* ataladi. Kameraning ishchi hajmini yoritib, izlarni kuzatish yoki fotosuratga olish mumkin.

Vilson kamerasidagi izlar beradigan axborot schyotchiklardagidan ancha to'liqroq bo'ladi. Izning uzunligiga qarab, zarraning energiyasini aniqlash, izning uzunlik birligidagi tomchilar soniga qarab, zarraning tezligini aniqlash mumkin. Umuman, izning ko'rinishiga qarab, ionlashtiruvchi zarraning tabiati to'g'risida fikr yuritish mumkin bo'ladi. Masalan, elektronning izi α -zarranikidan ingichkaroq va uzunroq bo'ladi.

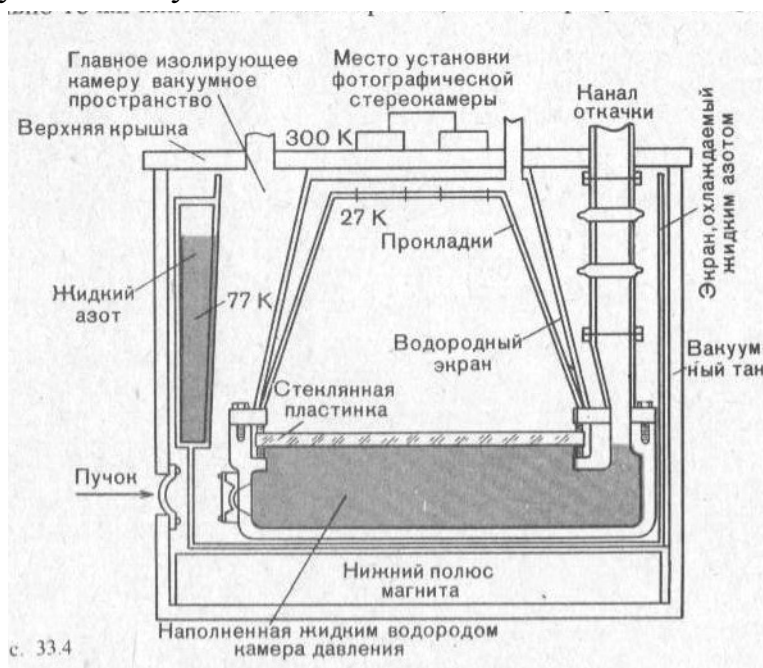
1924- yilda rus fiziklari P.L. Kapitsa va D.V. Skobelsin kuchli magnit maydonga joylashtirilgan Vilson kamerasi yordamida zarralarni tekshirish usulini ishlab chiqdilar.

Bu holda zarra zaryadga ega bo'lgani sababli izlar egri bo'ladi. Ularning egilish yo'nalishiga va egrilik radiusiga qarab ionlashtiruvchi zarralarning massasini, zaryadini va tezligini aniqlash mumkin bo'ladi.

4. Pufakli kamera o'ta isitilgan suyuqlik ichida zaryadli zarra harakatlanganda hosil bo'ladigan ionlar ustida bug' pufakchalari paydo bo'lishiga asoslangan. Bu usul 1952- yilda amerikalik fizik D. Gleyzer tomonidan ixtiro qilingan.

Boshlang'ich holatda kameradagi suyuqlik yuqori bosim ostida boiadi, shuning uchun suyuqlikning temperaturasi atmosfera bosimidagi qaynash temperaturasidan

yuqori bo'lsa-da, u qaynab ketmaydi.



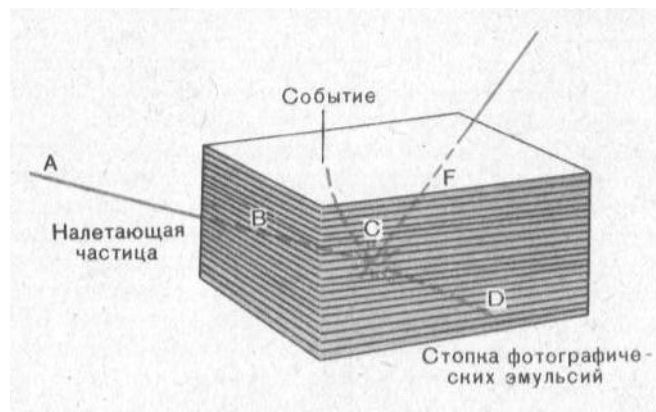
5-рasm. Пufakli kamera

Tekshirilayotgan zarra kameradan uchib o'tishida suyuqlik molekulalarini ionlashtiradi. Xudda shu vaqtda suyuqlikning bosimi kengaytiruvchi qurilma yordamida keskin pasaytiriladi. Suyuqlik o'ta isitilgan holatga o'tadi va qaynaydi. Bu vaqtda ionlarda juda kichik bug' pufakchalari paydo boiadi. SHuning uchun zarraning butun yoyi pufakchalar bilan qoplangan bo'ladi. Kamerani yoritib, izlarni kuzatish yoki fotosuratga olish mumkin.

Pufakli kamerada suyuqlik sifatida efir, suyuq vodorod, propan va boshqalar ishlatiladi.

Pufakli kameraning Vilson kamerasidan afzalligi, unda ishchi modda zichligining katta bo'lishidir. SHuning natijasida zarralar kuchli tormozlanadi va nisbatan qisqa yoyni o'tib to'xtaydi. SHu sababli pufakli kamera yordamida juda katta energiyali zarralarni ham tekshirish mumkin (bunday zarra Vilson kamerasidan juda tez o'tib ketib, tugamagan izni bergan bo'ladi).

5. Qalin qatlamli fotoemulsiya usuli. Bu usul zaryadlangan zarra mayda donali fotoemulsiya qatlamiga tushganda unda o'z yo'lining yashirin izini qoldirishiga asoslangan. Bu usul 1926— 1929- yillarda L.V. Misovskiy, A.P. Jdanovlar tomonidan ixtiro qilingan. Fotoemulsiya bo'lib kumush bromid (AgBr)ning mayda kristallari bo'lgan jelatin qatlami xizmat qiladi. Uning qalinligi 1 mm ga yaqin.



6-rasm. Qalin qatlamli fotoemulsiya usuli

Tez harakatlanayotgan zaryadli zarra kristallga kirib, kumush bromidning ayrim molekulalarini parchalaydi. Bunday kristallar zanjiri yashirin tasvir hosil qiladi. Ularni ochiltirganda kristallarda kumush metalli qayta tiklanadi va kumush donalarining zanjiri zarra izini hosil qiladi. Izning uzunligi va yo‘g‘onligiga qarab zarraning energiyasi va massasini aniqlash mumkin.

Fotoemulsiyaning zichligi katta bo‘lishi tufayli izlar juda qisqa bo‘ladi, biroq ularni kattalashtirish va suratga olish mumkin.

Fotoemulsiyalarning afzalligi ularda ta’sirning uzluksiz va yig‘indi xarakterda bo‘lishidir. Bu hol noyob hodisalarni qayd qilishga imkon beradi.

Yuqorida qarab chiqilgan usullar yordamida faqat zaryadlangan zarralarnigina bevosita kuzatish mumkin. Neytral zarralarni bevosita kuzatib bo‘lmaydi, chunki ular modda atomlarini ionlashtirmaydi, binobarin, trek hosil qilmaydi.

Neytral zarralarning massasi, tezligi va energiyasi to‘g‘risidagi malumotlarni bu zarralarning zaryadlangan zarralarga ta’siri xarak-terini o‘rganish asosida olinadi. Bunday hisoblashlarda energiya va impulsning saqlanish qonunidan foydalaniladi.

Tabiatning fundamental zarralari.Elementar zarrachalar

Elementar zarrachalar deganda materiyaning eng kichik zarrachalari bulib ular maydonlar bilan uzaro ta’sir etganda uzini mustakil tuta oladigan zarrachalarga aytiladi. Bu zarrachalar uzlarini bir butun shaklda saklaydilar deb karaladi va materiyani tashkil kilib, ularning xususiyatlarini xarakterlaydi.

Elementar zarrachalarga: elektron, proton, neytron, foton, mezonlar, giperonlar, neytrino va ularning ba’zilarini antizarrachalari kiradi.

Elementar zarrachalarning xossalarini, bir-biri bilan ta’sirini va bir-biriga aylanishni urganadigan fizikaning bulimiga elementar zarrachalar fizikasi deyiladi. Elementar zarrachalarning urganishdagi eng muxim kurol eng katta energiyaga ega bulgan kosmik nurlanishdir va tezlatkichlardir. Kosmik nurlar erdamida yukori energiyali zarrachalar ta’sirida elementar zarrachalarning bir-biriga aylanishni xam urganish mumkin. SHu sababli kosmik nurlar mavzusiga aloxida tuxtalib utamiz.

Kosmik nurlar

Kosmik fazoni tuldiruvchi yukori energiyali stabil mikro-zarrachalarga kosmik nurlar deyiladi. Kosmik nurlar ionizatsion kameralarda, korongu sharoitlarda xam ma'lum ionizatsion tok mavjudligi va bu tokning mikdori kamerani 4 km dan balandlikka kutarilganda oshib borishining sababi sifatida kashf etilgan. 1910 yilda Gess va Kolgerter Er satxidan 4 km va undan balandlikda ionizatsion kamerada ionizatsion tokning xosil bulishini asosiy sababi olam fazodan erga etib kelaetgan korpuskulyar nurlanish — kosmik nurlardir, deb faraz kildi.

Kosmik nurlar birlamchi va ikkilamchi nurlar buladi. Olam fazodan tushaetgan birlamchi kosmik nurlar asosan protonlardan iboratdir, bu nurlarning energiyasi 10^{10} eV, ayrim zarrachalarning energiyasi 10^{19} eV ga xam etadi. Bu kosmik nurlar Er atmosferasiga etib kelib, ikkilamchi kosmik nurlarni vujudga keltiradi. Bu nurlar tarkibida bizga ma'lum bulgan barcha elementar zarrachalar mavjuddir.

Taxminlarga karaganda kosmik nurlar asosan galaktikadan, xatto energiyasi 10^{17} eV/nuklon bulgan nurlar galaktikadan tashkaridan bizgacha etib keladi. Energiyasi nisbatan kam bulgan kosmik nurlar Kuesh atrofidan bizga etib keladi.

Er satxidan 20 km balandlikdan pastrokda ikkilamchi kosmik nurlari boshlanadi. Birlamchi kosmik nurlar energiyasi katta zarrachalar atmosfera bilan tuknashib katta grupp zarrachalarini xosil kiladi, ya'ni zarrachalar jalasini vujudga keltiradi. Bu jala 1928 yilda akademik Skobelsin tomonidan Vilson kamerasi yordamida kayd kilingan. Ingliz fiziklari Blekket va Okkialini boshkarish mumkin bo'lgan Vilson kamerasi yordamida elementar zarrachalar yomg'irini magnit maydon ta'sirida ikki tomonga og'ishini ko'rsatadi. Dirak nazariyasiga asosan yomg'ir tarkibida musbat zaryadlangan elektron-pozitron mavjudligi isbot kilindi.

Zarralarning o'zaro bir-biriga aylanishi

CHor atrofimizda va o'zimizda xam xar dakika muxim o'zgarishni bir turdan ikkinchisiga aylanashlar yuz berib turadi. Masalan, gugurt cho'ini yondirdik deylik. Bu xodisa xakikiy aylanishga misoldir. Albatta, bir turdan ikkinchi turga aylanishi chupni enib yuk bulishidagina emas, uglerod atomlarining xavoning kislorod molekulalari bilan birikib, materiyaning boshka shakli – karbonad angdrid gaziga aylanishida xam emas, balki asl aylanish eruglik nurining paydo bulishida yuz beradi. Materiyaning atomlar tarkibiy tuzilishiga ega emas, mutlako yangi shakli — foton tugildi. Biz ajoyib tabiiy xodisaning guvoxi buldik. Bu kabi xodisa yangi elementar zarrachalarning tug'ilishi — faqat yorug'lik nurlanishidagina ruy berib qolmasdan, balki mikrodunyodagi dam-badam yuz beruvchi xodisadir.

Katta energiyali elementar zarralarning tuknashuvida tabiatning ajoyib xodisalaridan biri, ya'ni zarralarning uzaro bir-biriga aylanishi sodir buladi. Bu esa elementar zarralarning asosiy xususiyatlaridan biri ularning boshka zarralar tuknashuvida paydo bula olish (tugilish) kobilyatidir. Bunday jaraenlarning utishi uchun zarur bulgan energiya

$$E_T = \sqrt{P^2 c^2 + m_0^2 c^4} = \sqrt{P^2 c^2 + E_0^2} \quad (1)$$

va
$$E_0 = m_0 c^2 \quad (2)$$

formulalar orkali aniqlanadi. Yangi zarralarning tugilishi mumkinligi Eynshteynning (1) formulasidan kelib chikuvchi relyativistik effektdir. Xakikatdan, bu formulaga binoan energiya muvozanati (ya'ni tuknashuvdan oldingi tula energiyaning tuknashuvdan sungi tula energiyaga tengligi) tuknashuvchi zarralarning kinetik energiyasi va tinch xolatdagi massasiga tugri keladigan energiyasidan iborat bulib, zarralar tuknashuvda bu ikki xil energiya bir-biriga utishi mumkin. Masalan, pi-mezonning tinch xolatdagi massasi 135 MeV. Demak, uning tugilishi uchun xuddi shuncha energiya sarf kilish kerak. SHuning uchun xam 150 MeV kinetik energiyali ikki protonning uzaro tuknashuvda neytral pi-mezon tug'ilishi mumkin. bu reaksiya quyidagicha yoziladi:



To'knashuvdan avvalgi protonlarning 150 MeV kinetik energiyasining 135 MeV kismi pi-mezonning tinch xolat energiyasi kurinishiga utdi: kolgan kismi bu uch zarralar urtasida ularning kinetik energiyasi sifatida taksimlanadi. Umuman ikki zarraning tuknashuvda ular etarli kinetik energiyaga ega bulsa, massalari yanada kattarok zarralar xam xosil bulishi mumkin. Tuknashuv jarayonida xosil bulayotgan ikkilamchi zarralarni xech kachon birlamchi zarralarning tarkibiy kislmlari sifatida karash mumkin emas.

Xozir ma'lum elementar zarralardan kupchiligi ma'lum vakt utishi bilan uzuzidan parchalanish xususiyatiga ega. Bu xodisa parchalanuvchi zarralarning tarkibiy tuzilishi shu parchalangan zarralar deb xisoblashga asos bulmaydi. Masalan, neytronning parchalanishini kuraylik. U taxminan 16 min vaktdan sung proton, elektron va elektron antineytrinosiga parchalanadi. Oldindan aytishimiz mumkinki, biz bu xolda neytronni tarkibiy kislmlarga parchalanishini emas, balki yangi zarralarning tugilishini kurib chikamiz. Xakikatan, antineytrinoning massasi taxminan nolga teng va u foton singari, fakat xarakatdagina mavjud buladi. Agar uni neytrinoning tarkibiy kismi desak, antineytrinoni neytron kulamidagi kafasda xarakatsiz mavjud bulishini xam tan olishimiz kerak. Ushbu xolda xam, xuddi gugurt chupini yondirganimizda tugilgan yoruglik nurini — fotonlarni gugurt chupining tarkibiy kismi deb karamasligimizdek antineytrinoni neytronning tarkibiy kismi deya olmaymiz.

Elementlar zarralardagi reaksiyalarda bir gurux zarralarning yuk bulish va boshka bir gurux zarralarning tugilish jarayonlarini uzaro bir birlariga aylanishdan iboratligi, ayniksa, zarra-antizarra tuknashuv-larida anik namoyon buladi. Masalan, elektron va uning antizarrasi pozitronning uzaro tuknashuvda bu ikkala zarra yuk bulib, ikkita foton tugiladi.

Umuman, zarralar urtasidagi birlik xam, uxshashlik xam ularning uzaro bir-birlariga aylanish kobiliyatiga egaligida uz ifodasini topgan

Kvarklar. Adronlar

Zarralarning unitar simmetriyasi nazariyasida $SU(3)$ gruppasining 1-, 8-, 10-pletidan iborat komponentali muntazam tasvirlari katnashadi. Lekin $SU(3)$ guruxi 3 komponentali fundamental tasvirga xam ega. Agar adronlar (proton va neytronlar) unitar singletga, unitar vektor-oktetga, deкуплетga joylashsa nima uchun xech biri unitar spinor-tripletga joylashmaydi, uch komponentali keltirilmaydi, tasvirga birlashmaydi? CHunki bu fundamental uch ulchovli tasvirini tashkil kiladigan uch zarra nixoyatda gayri tabiiy xusiyatlarga ega bulishi kerak. Masalan, shu vaktga kadar biz elektr zaryadining eng kichik ulushi sifatida elektron zaryadini xisoblab kelgan edik. Lekin mazkur fundamental uch zarra elektron zaryadi birligida $+2/3, -1/3$ va $-1/3$ zaryadga ega bulishi kerak. Xar biri uchun barion zaryadi xam kasr son $+1/3$ dan iborat. Navbatdagi saklanuvchi kattalik — spin ular uchun xam odatdagi zarralar kabi $1/2$ ga teng. Elementar zarralarning kurilish materiali subelementar (boshlangich) zarra rolini utash uchun ularning ikkitasi nolga, uchinchisi -1 ga teng galatilik kvant soniga ega buladi. Bu zarralarga M. Gell-Mann tomonidan kvarklar deb nom berilgan. Subelementar zarralarga ushbu nomni berilishi ularning shubxali mavjudligini takidlaydi.

Xozirgi zamon nazariyasida nuklonlar boshlangich zarralar vazifasini utamay kuydi. Bunday vazifa kvarklarga topshirildi. SHuning uchun kuchsiz ta'sirlashuv doirasida elementar jarayon deb, W- va Z-bozonlarni nuklonlar bilan emas, balki kvarklar bilan ta'sirlashuvini xisoblash lozim buladi.

Xozir olti xil navli kvarklar bor deb xisoblashadi. Bizni urab turgan olam uchun eng muximi — proton va neytronlardan tashkil topgan kvarklardir; bular u (ur-yukoriga) va d (down-pastga) kvarklardir. Proton uchta uud kvarkdan tuzilgan sistemadir (zaryadlarning yigindisi: $-2/3+2/3-1/3=+1$). Neytronga udd uchlik javob beradi (zaryadlar yigindisi $-2/3-1/3-1/3=0$). d-kvark ("nuklon ichida") u kvarkka aylangan vaktida nuklonning zaryadi $(+2/3)-(+1/3)=1$ ga ortadi. Kuzatuvchi neytron emirilishini kayd kiladi. Kvarkning zaryadi kasr sonli bulishi axamiyatga ega emas, muximi zaryadni birga uzgarishidir.

u va d kvarklarga kup vaktgacha yana bitta s-kvark (zaryadi $-1/3$)kushilib keldi. Bu kvarkni galati kvark deb atashdi. Ammo keyinchalik uning sherigi s-kvark (zaryadi $+1/3$) topildi; uning nomi inglizcha charm (maftun) suzidan olingan. Ularning zaryadi birinchi ikki bozonning zaryadi kabi bulib, ularga xam usha W-bozonlarni biriktirish mumkin. Nixoyat, beshinchi v-kvark paydo buldi. Unga kanday nom kuyish masalasida olimlarning fikrlari ikkiga bo'lindi:

mumkin u beauty chiroyli, eki bottom-pastki, quyi, xuddi down kabi. v-kvarkning zaryadi $-1/3$ va xisob kitoblarning kursatishicha uning sherigi t-kvark (top — yukori eki mumkin, truth — xakkoniy) bulishi kerak. Bir necha marotaba t-kvarkni ochildi deb e'lon kilishdi. Ammo uning mavjudligini tasdiklaydigan xakikiy dalil yuk. Aytib utish lozimki, fiziklar uzlari kilgan bashoratlarini ruyobga chikishiga shunchalik urganib kolishdiki, xech kim t-kvarkni mavjudligiga shubha qilmaydi.

Xozirgi zamonda kvarklar nazariyasi rivojlanish davrini boshidan kechirmokda.

Elementar zarralarning sinflari

Kosmik nurlar tadkik kilinishi va eng kuchli tezlatkichlar yordamida olingan yadro reaksiyalarining tadkik kilinishi massasi proton massasidan kattarok bulgan zarralar — giperonlar guruxining va boshka zarralarning kayd kilinishiga imkon berdi. Elementar zarralarning ma'lum bulgan ayrim guruxlari kuyidagi jadvalda keltirilgan. Jadvaldan kurinib turibdiki, ikkita zarracha: foton va neytral pion antizarralarga ega emas. Bunday xollarda shu zarralarning uzi antizarralar bilan bir xil kiymatga ega. Elementar zarralar asosan, fotonlar, leptonlar, mezonlar va barionlar guruxiga bulinadi.

Fotonlar — elektromagnit nurlanish kvantlari bulib, zaryadlangan elementar zarralar bilan uzaro ta'sir kiladi. Leptonlar — antizarralari neytrino, elektron va manfiy ionlar bulib, engil zarralardir. Ular uz-uzlari va boshka zarralar bilan uzaro ta'sir kilishlari mumkin. Mezonlarning massalari nuklonlar massalaridan kichik, leptonlar massalaridan katta bulib, leptonlar va barionlar orasidagi zarralardir. Barionlar guruxi esa nuklon va giperon kabi ogir zarralarni birlashtiradi.

Elementar zarralar

Группа	Заррача	Символы		Тяжелее даже масса сн. т. бир агиде	Электр за- ряди e— бирлигиде	Жизнь вакты, с
		зарра- чалар	анти зарра- чалар			
Фотонлар	Фотон	γ	γ	0	0	∞
Лептонлар	нейтрино	ν	$\bar{\nu}$	0	0	∞
	электрон	e^-	e^+	1	-1	∞
	мю- мезон	μ^-	μ^+	206,7	-1	$2,2 \cdot 10^8$
Мезонлар	Пи- мезон	π^0	π^0	264,2	0	$2,2 \cdot 10^{-16}$
	K- мезонлар	π^+	π^-	273,2	1	$2,6 \cdot 10^{-8}$
		K^+	K^-	966,6	1	$1,2 \cdot 10^{-8}$
		K^0	$\bar{K}^0$	974	0	10^{-8}
	нук- протон	p	$\bar{p}$	1836,1	+1	∞
	лон нейтрон	n	$\bar{n}$	1838,5	0	1013
Барионлар	лямбда-гиперон	Λ	$\bar{\Lambda}$	2182	0	$2,5 \cdot 10^{-10}$
	сигма-гиперонлар	Σ^+	$\bar{\Sigma}^+$	2327	+1	$0,8 \cdot 10^{-10}$
		Σ^0	$\bar{\Sigma}^0$	2331	0	$< 10^{-11}$
		Σ^-	$\bar{\Sigma}^-$	2340	-1	$1,6-15 \cdot 10^{-10}$
	кси- гиперонлар	Ξ^0	$\bar{\Xi}^0$	2565	0	$1,5 \cdot 10^{-10}$
		Ξ^-	$\bar{\Xi}^-$	2580	-1	$1,2 \cdot 10^{-10}$

O'zaro ta'sirlarning turlari

Yadro uzaro ta'sirlarining: kuchli, elektromagnit va kuchsiz uzaro ta'sir kurinishlari bor. Kuchli uzaro ta'sir nuklonlar orasida, mezonlar xosil bulishida namoyon buladi. Kuchli uzaro ta'sir zaryadlarga boglik bulmaydi. U kiska vaktli ta'sir bulib $\sim 10^{-15}m$ dan kichik masofalardan mavjuddir. Masalan, yadrodagi

nuklonlar uzaro ta'siri nuklonlar zaryadiga boglik emas. Lekin yadrodagi zaryadlangan zarralar orasidagi elektro- magnit uzaro ta'sir neytral va zaryadlangan zarralar massalari xar-xil bulishiga olib keladi. Kuchli ta'sir kup sonli yadro reaksiyalarini ruy berishiga va katta energiyali zarralar tuknashganda π va k mezonlarni vujudga kelishiga olib keldi. Yadro ta'sir jarayonlari juda kichik vaktida (10^{-24} s) yuz beradi.

Elektromagnit o'zaro ta'sir esa yadrodagi protonlarning o'zaro ta'sirlarini, elektron-pozitron juftlari xosil bo'lishi annigilyasiyalanishi kabi jarayonlarni xarakterlaydi. Elektromagnit o'zaro ta'sir kuchi kuchli ta'sir kuchidan ~ 137 marta kichikdir.

Kuchsiz elektromagnit uzaro ta'sir esa kupincha myuonlarning yadrolari bilan uzaro ta'siri paytida yadrodan chikayotgan emirilish jarayoni paytida namoyon bulib, bu uzaro ta'sir kuchi kuchli ta'siri kuchidan 10^{10} marta kichik. Kuchsiz jarayonlar $10^{-8} \div 10^{-10}$ s vakt oraligida kechadi va kuchsiz ta'sir radiusi juda kichik bulib, xozirgacha ulchanmagan, lekin kuchli ta'sir doirasidan bir necha ming marta kichik bulib, $\sim 10^{-17}$ m deb taxmin kilinadi.

Yukorida keltirilgan uzaro ta'sirlar yordamida eksperimental va nazariy yadro fizikasida uchraydigan kupgina effektlar tushuntiriladi.

Asosiy adabiyotlar:

1. Savelev I.V. kurs obshey fiziki. T. 1-3 M, Nauka 1989 - 92 g.
2. Detlaf A.A., YAvorskiy B.M., Kurs fiziki, M.Visshaya shkola 1989 g.
3. Trofimova T.I., Kurs fiziki. M.Visshaya shkola 1990 g.
4. No'monxujaev A.S., Fizika kursi k. O'qituvchi 1992 yil.
5. Axmadjonov O.I., Fizika kursi 1 - 3 k.. Toshkent O'qituvchi 1988 - 89 yil.
6. Qosimov A, Safarov A va boshqalar. Fizika kursi qism O'zbekiston 1994 y.
7. V.S.Volkenshteyn «Umumiy fizika kursidan masalalar to'plami» T. 1999.
8. Haydarova SH.M., Nazarov U.Q., «Fizikadan laboratorii ishlari» T.O'q. 1988.
9. A.G.Chertov., A.A.Vorobev «Fizikadan masalalar to'plami» T.O'zbekiston. 1997.
10. Safarov A.S., «Umumiy fizika kursi» 2 k. Toshkent. O'qituvchi. 1992 yil.
11. Turg'unov T. Amaliy fizika, T. O'zbekiston-2003.
12. Qodirov O. Fizika kursi, 1- qism, Mexanika va molekulyar fizika, Toshkent, Fan va texnologiya-2005.
13. S.Zaynobiddinov, X.Akramov «YArim o'tkazgichlar parametrlarini aniqlash usullari» Toshkent «O'zbekiston» - 2001 y.

Qo'shimcha adabiyotlar:

1. Nazarov U.K va boshqalar. Umumiy fizika kursi 1 kitob. O'zbekiston. 1992 y.
2. Opr.Dj Fizika TT 1, 2, Moskva., Mir 1983 g.
3. Savelev I.V., «Sbornik voprosov i zadach po obshey fiziki» M., 1990 g.

4. I.E.Irodov., «Zadachi po obshey fiziki» , Moskva., Nauka, 1987 g.
5. V.V.Maysova Praktikum po kursu obshey fiziki M., Nauka 1995 g.
6. R.B.Bekjanov va boshqalar Fizikadan ruscha – o‘zbekcha atamalar lug‘ati. T. O‘qituvchi. 1989 g.
7. Nazarov U.K. «Umumiy fizika kursi» 2 qism T., O‘zbekiston - 2002.
8. Ismoilov, Xabibullaev, M.Xaliulin «Fizika kursi» T., O‘zbekiston. 2000 yil.
9. Otaqulov B., Po‘latov P. Va boshq. Fizika. O‘quv qo‘llanma, t.-2004.
10. A.K. Kikoin, I.K. Kikoin. Molekular fizika. Toshkent.: O‘qituvchi, 1978 yil
11. www.rhys.ru.
12. www.Google.ru.
13. [http://ru.Wikipedia.Ogg/wiki/Ustroystvo vidy i primeneniye lazerov.](http://ru.Wikipedia.Ogg/wiki/Ustroystvo_vidy_i_primenenie_lazero)
14. <http://www.foresight.org/EOS/index.html>.
15. <http://nano.xegox.som/nanotech/nanosustems.html>.
16. [http://www.foresight.Org/UTF/Unbound LBM/ index.html](http://www.foresight.Org/UTF/UnboundLBM/index.html)

MUNDARIJA

1. Elektromagnetizm. Magnit maydoni va uning harakteristikasi.....	6
2. Magnit maydonning ta'sirlari.....	10
3. Moddalarning magnit xossalari.....	14
4. Elektromagnit induksiya.....	19
5. Transformator va uning ishlash prinsipi.....	23
6. Elektromagnit tebranishlar.....	27
7. Mexanik tebranishlar.....	33
8. Mexanik va elektromagnit to'liqlar.....	40
9. Optika. Geometrik optika. Fotometriya	45
10. Yorug'lik interferensiyasi. Yorug'lik difraksiyasi	51
11. Yorug'likning qutblanishi. Yorug'lik dispersiyasi.....	60
12. Issiqlik nurlanishi. Kirxgof qonunlari. Stefan Bolsman va Vin qonunlari.....	66
13. Yorug'likning Kvant xususiyatlari fotoeffekt. Yorug'likning bosimi.Kompton effekti. Foton impulsi va massasi.....	71
14. Elektron dualizmi.De-Broyl to'liq uzunligi. Elektron difraksiyasi. Geyzenberg noaniklik munosobati.....	76
15. Atom tuzilishi. Rezerford tajribasi. Bor postulatlari.....	81
16. Rentgen nurlari. Mozli formulasi. Rentgen nuri difraksiyasi.....	85
17. Massa atom birligi.Atom yadrosi. Radioaktivlik. Yemirilish qonunlari.....	87
18. Yadro reaksiyalari.zanjir yadro reaksiyasi. Termoyadroviy reaksiyalar.....	95
19. Zaryadlangan zarralarni moddalardan utishi va yutilishi ularni qayd qilish usullari. Kosmik nurlar.....	100
Adabiyotlar ro'yxati	110
Mundarija	111

